

# Elektron- und Vertexrekonstruktion im frühen HERA-B-Detektor

## Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

*doctor rerum naturalium*

(Dr. rer. nat.)

im Fach Physik

eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I

der Humboldt-Universität zu Berlin

von

Dipl. Phys. Christoph Borgmeier

geb. am 10. Oktober 1968 in Paderborn

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin

Prof. Dr. Dr. h. c. Hans Meyer

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I

Prof. Dr. Bernhard Ronacher

Gutachter: 1. Prof. Dr. Thomas Lohse  
2. Prof. Dr. Hermann Kolanoski  
3. Prof. Dr. Henning Schröder

Tag der mündlichen Prüfung: 22. August 2000



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>5</b>
<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>1 Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik . . . . .	7
1.1.1 Die Eichgruppen des Standardmodells . . . . .	7
1.1.2 Der Higgs-Mechanismus . . . . .	9
1.1.3 Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix . . . . .	10
1.1.4 Das Unitaritätsdreieck der $B$ -Physik . . . . .	11
1.2 $CP$ -Verletzung im $B$ -System . . . . .	13
1.2.1 Der „goldene Kanal“ $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . . . . .	14
1.3 Lebensdauermessungen schwerer Mesonen und Baryonen . . . . .	16
1.3.1 Berechnungen von Zuständen mit schweren Quarks . . . . .	17
1.3.2 Inklusive Lebensdauermessungen . . . . .	20
<b>2 Das HERA-B-Experiment</b>	<b>23</b>
2.1 Die HERA-Speicherringe . . . . .	23
2.2 Produktion der $B$ -Mesonen . . . . .	23
2.3 Der HERA-B-Detektor . . . . .	26
2.3.1 Das Vertexdetektor-System . . . . .	26
2.3.2 Das innere Spurkammersystem . . . . .	28
2.3.3 Das äußere Spurkammersystem . . . . .	30
2.3.4 Ringabbildender Čerenkov-Zähler . . . . .	31
2.3.5 Das elektromagnetische Kalorimeter . . . . .	33
2.4 Das Triggersystem . . . . .	33
2.4.1 Triggervorstufen . . . . .	35
2.4.2 Erste Triggerstufe . . . . .	36
2.4.3 Zweite und dritte Triggerstufe . . . . .	37
2.4.4 <i>Online</i> -Rekonstruktion auf der vierten Triggerstufe . . . . .	38
2.5 Ereignisrekonstruktion und -Analyse . . . . .	38
2.5.1 Die HERA-B-Rekonstruktions- und Analyseumgebung <i>Arte</i> . . . . .	39
2.5.2 Ereignisanalyse . . . . .	41

<b>3</b>	<b>Ereignisrekonstruktion der Frühjahr-1999-Datennahme</b>	<b>42</b>
3.1	Aufbau des Silizium-Vertex-Detektors und des elektromagnetischen Kalorimeters im Frühjahr 1999 . . . . .	42
3.2	Datenfluss und Trigger-System im Frühjahr 1999 . . . . .	44
3.3	Bestimmung der Detektorkonstanten . . . . .	45
3.3.1	ECAL-Kalibration . . . . .	46
3.3.2	Internes Alignment des Vertexdetektor-Systems . . . . .	47
3.4	Verwendete Datensätze . . . . .	47
<b>4</b>	<b>Kombination der VDS- und ECAL-Signale</b>	<b>49</b>
4.1	Auswahl der Spuren und Cluster . . . . .	49
4.1.1	VDS-Spuren . . . . .	49
4.1.2	ECAL-Cluster . . . . .	51
4.2	Korrelationen . . . . .	51
4.2.1	VDS-ECAL-Parameter-Schnittmenge . . . . .	52
4.2.2	Untergrundschätzung . . . . .	52
4.3	Bestimmung der Alignment-Parameter . . . . .	53
4.4	Interpretation der Residuenverteilungsbreiten . . . . .	54
4.5	Parameteranpassung (Refit) . . . . .	60
4.5.1	Spur-Zuordnung . . . . .	60
4.5.2	Überprüfung der Hitkoordinaten-Auflösung . . . . .	60
4.6	Hinweis auf schwere Quarks in den Daten vom Frühjahr 1999 . . . . .	62
<b>5</b>	<b>Rekonstruktion des Zerfalls <math>J/\psi \rightarrow e^+e^-</math> aus Daten vom Herbst 1999</b>	<b>65</b>
5.1	Aufbau des Detektors . . . . .	65
5.2	Verwendete Datensätze . . . . .	66
5.3	Auswahl der Spuren . . . . .	66
5.3.1	Rekonstruktion . . . . .	66
5.3.2	Ereignis-Vorauswahl . . . . .	67
5.3.3	Koordinaten-Auflösung . . . . .	67
5.4	Massenspektrum . . . . .	67
5.5	Ortsauflösung der $J/\psi$ -Vertizes . . . . .	70
5.6	Rekonstruktion der Primärvertizes . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Extrapolation auf <math>B</math>-Lebensdauer-messungen</b>	<b>75</b>
6.1	Simulation zur inklusiven $B$ -Lebensdauer-messung . . . . .	76
6.2	Ausblick auf exklusive Lebensdauer-messungen bei HERA-B . . . . .	78
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>81</b>
<b>A</b>	<b>Rechentechnische Aspekte der Physikanalyse</b>	<b>82</b>
A.1	Paradigmen des Programmierens . . . . .	82
A.1.1	Prozeduraler Ansatz . . . . .	82

A.1.2	Modulare Programmierung . . . . .	83
A.1.3	Objekt-orientierter Ansatz . . . . .	84
A.1.4	C++ — Eine Sprache mit Unterstützung für objekt-orientiertes Programmieren . . . . .	85
A.1.5	Generischer Ansatz . . . . .	86
A.2	ROOT — Eine Umgebung für interaktive Physik-Analyse . . . . .	86
A.2.1	Der C++-Interpreter CINT . . . . .	87
A.2.2	ROOTs objekt-orientierte Datenbank . . . . .	87
A.3	Das <i>Entity-Relationship-Modell</i> . . . . .	88
A.3.1	Implementation in <i>Arte</i> . . . . .	89
<b>B</b>	<b><i>Clue</i> — Ein Physikanalyse-Werkzeug für HERA-B</b>	<b>92</b>
B.1	Planung und Einordnung . . . . .	92
B.1.1	Objekt-Orientierung . . . . .	92
B.1.2	Erweiterungen der Rekonstruktions-Strukturen . . . . .	92
B.2	Beschreibung ausgewählter <i>Clue</i> -Klassen . . . . .	93
B.2.1	Spurklassen . . . . .	93
B.2.2	Musterbasierte Analyse . . . . .	95
B.2.3	Kombination von Teilchen . . . . .	96
B.3	Einbettung in die ROOT-Umgebung . . . . .	97
B.3.1	ROOT-Container . . . . .	97
B.3.2	Ereignisdaten-Speicherung . . . . .	98
B.3.3	Der C++-Interpreter . . . . .	98
B.4	Implementierung . . . . .	98
B.4.1	Das <i>Bee</i> -Projekt . . . . .	98
B.4.2	Geometry . . . . .	99
B.4.3	Uta . . . . .	99
B.4.4	Gate . . . . .	99
B.4.5	<i>Clue</i> . . . . .	99
<b>C</b>	<b>Statistik bei Lebensdauermessungen</b>	<b>100</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>101</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Erlaubter Bereich für die Spitze des Unitaritätsdreiecks . . . . .	12
1.2	Box-Diagramm der $B^0$ - $\bar{B}^0$ -Mischung . . . . .	13
1.3	Feynman-Diagramm des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . . . . .	14
1.4	Rekonstruktion des „goldenen $B^0$ -Zerfalls“ mit zwei <i>Tagging</i> -Beispielen	15
1.5	Motivation des Zuschauer-Modells . . . . .	16
1.6	Zuschauer-Diagramme, die im Fall neutraler $D$ -Mesonen unterscheidbar sind, im Fall geladener Mesonen jedoch nicht. . . . .	17
1.7	Nicht-Zuschauer-Diagramme $b$ -geladener Mesonen . . . . .	18
1.8	Korrekturfaktor $F_{\text{corr}}$ der Pseudo-Zerfallslänge . . . . .	21
1.9	Verteilung der Pseudo-Zerfallslänge (aus A <sup>+</sup> 98) . . . . .	21
2.1	Der HERA-Beschleuniger . . . . .	24
2.2	Das HERA-Protonenpaket-Füllschema . . . . .	24
2.3	Theoretische Vorhersage der Wirkungsquerschnitte für $b$ - und $c$ -Paarproduktion in Proton-Nukleon-Wechselwirkungen und Vergleich mit aktuellen Messungen. . . . .	25
2.4	Schematische Darstellung des HERA-B-Detektors . . . . .	27
2.5	Schematische Darstellung des Vertexdetektor-Tanks . . . . .	28
2.6	Schematische Darstellung eines Vertexdetektormoduls . . . . .	29
2.7	Geometrie der MSGC . . . . .	29
2.8	Prinzip der GEM-MSGC . . . . .	30
2.9	Aufbau des äußeren Spurkammersystems . . . . .	31
2.10	Anordnung der Zellen im äußeren Spurkammersystem . . . . .	32
2.11	Aufbau des RICH . . . . .	32
2.12	Schematische Darstellung des elektromagnetischen Kalorimeters . . .	34
2.13	Aufbau eines Moduls im inneren ECAL-Bereich . . . . .	34
2.14	Schematische Darstellung der ersten Triggerstufe . . . . .	36
3.1	Vertex-Detektor-System, äußeres Spurfindungssystem und elektromagnetisches Kalorimeter zur Frühjahr-1999-Datennahme . . . . .	43
3.2	Ausschnittsvergrößerung VDS von Abbildung 3.1 . . . . .	43
3.3	Beispiel-Ereignis der Frühjahr-1999-Datennahme . . . . .	44
3.4	Beispiel-Ereignis (Ausschnittsvergrößerung Silizium-Vertex-Detektor)	45
3.5	Breite des $\pi^0$ - und $\eta$ -Signals als Ergebnis der ECAL-Kalibration . . .	46
3.6	Verschiebung der VDS-Spurresiduen beim Alignment-Prozess . . . . .	48

4.1	Parameter der extrapolierten VDS-Spuren bei $z = z_{\text{target}}$ . . . . .	50
4.2	Mittlerer ECAL-Cluster-Energiefluss eines Ereignisses . . . . .	51
4.3	VDS-ECAL-Residuen in zweidimensionaler Darstellung, sowie $x$ - und $y$ -Projektion. . . . .	53
4.4	Energie-Spektrum der ECAL-Cluster. Datennahme mit Trigger auf transversale Energie $E_t \geq 1.3 \text{ GeV}$ . . . . .	55
4.5	Vergleich des Teilchenimpulses $p$ und der im ECAL gemessenen Energie $E$ . . . . .	56
4.6	VDS-ECAL-Residuen für verschiedene Energiebereiche (Teil 1) . . . . .	57
4.7	VDS-ECAL-Residuen für verschiedene Energiebereiche (Teil 2) . . . . .	58
4.8	Breite der Gauß-Anpassung der Residuenverteilungen . . . . .	59
4.9	Anzahl der VDS-Hits jeder Spur aus der Monte-Carlo-Simulation . . . . .	60
4.10	Überprüfung der Koordinatenauflösung bei der Spur-Anpassungsrechnung . . . . .	61
4.11	Invariante Massenspektren und $J/\psi$ -Signale aus den Frühjahr-1999-Daten . . . . .	63
5.1	$\chi^2$ -Verteilung für Spuren mit acht Hits . . . . .	68
5.2	Verteilung der invarianten Masse der $e^+e^-$ -Paare . . . . .	69
5.3	Erwarteter mittlerer statistischer Fehler der invarianten Masse . . . . .	69
5.4	Invariante Masse der $e^+e^-$ -Paare bei harten Schnitten (aus OS00) . . . . .	70
5.5	Auflösung der Vertizes der $J/\psi$ -Kandidaten . . . . .	71
5.6	Rekonstruierte $J/\psi$ -Vertizes in der Monte-Carlo-Simulation . . . . .	72
5.7	Verteilung der Primärvertizes in $x$ -, $y$ und $z$ -Projektion ohne Target-Zwangsbedingung . . . . .	73
5.8	Verteilung der Primärvertizes in $x$ -, $y$ und $z$ -Projektion mit Target-Zwangsbedingung . . . . .	74
6.1	Invariante Masse der rekonstruierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Paare aus simulierten $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ -Zerfällen . . . . .	76
6.2	Zerfallszeitverteilung in der $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ -Simulation . . . . .	77
A.1	Beispiel eines <i>Entity-Relationship</i> -Diagramms . . . . .	89
B.1	<i>Clue</i> -Spurklassen . . . . .	94

# Einleitung

Einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der fundamentalen Wechselwirkungen liefert ihr Verhalten unter Symmetrietransformationen. Die in der makroskopischen Welt, in der nur die elektromagnetische Wechselwirkung und die Gravitation sichtbar sind, offensichtlich geltenden räumlichen Symmetrien können in der mikroskopischen Welt gebrochen sein.

Beispielsweise verhält sich die schwache Wechselwirkung nicht spiegelsymmetrisch, also nicht invariant unter der  $P$ -Transformation. Es existiert jedoch näherungsweise eine Invarianz unter der kombinierten Ladungs- und Spiegeltransformation  $CP$ . Die Brechung der  $CP$ -Invarianz kann in Zusammenhang mit der Nichterhaltung der Baryonenzahl gebracht werden und damit die gebrochene Materie-Antimaterie-Symmetrie im Universum erklären.

Die erste Beobachtung der  $CP$ -Verletzung wurde von J. H. Christenson et al. im System der neutralen  $K$ -Mesonen gemacht (CCFT64). Im System der  $B$ -Mesonen wird eine größere Asymmetrie erwartet, die eindeutig mit Parametern des Standardmodells der Elementarteilchenphysik verbunden sind, und deren Messung einen wichtigen Test des Modells darstellt (vgl. Big89). Um diese Asymmetrie zu messen sind in mehreren Laboratorien Experimente aufgebaut worden, die angefangen haben, Daten aufzunehmen.

Das HERA-B-Experiment konzentriert sich auf die  $CP$ -Asymmetrie im Zerfall  $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Die nötige gute Auflösung des  $B$ -Zerfallsvertex wird Lebensdauer-messungen aller zu beobachtenden  $B$ -Hadron-Zerfälle ermöglichen. Die Studien zu zukünftigen Messungen sind das Thema dieser Arbeit. Im Folgenden werden zunächst die theoretischen Grundlagen skizziert und das Experiment im vollständigen und dem vorläufigen Aufbau im Jahr 1999 beschrieben. Danach werden Studien zur Rekonstruktion von Elektronen und zur Vertexrekonstruktion vorgestellt. Zum Vergleich wird eine Simulation von  $B$ -Lebensdauer-messungen mit dem vollständigen Detektor beschrieben.

Im Rahmen dieser Arbeit entstand ein Programmpaket zur HERA-B-Physikanalyse, welches im Anhang vorgestellt wird. Alle Analysen dieser Arbeit wurden mit diesem Hilfsmittel durchgeführt.



# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Von den vier fundamentalen Wechselwirkungen beschreibt das Standardmodell die starke, die schwache und die elektromagnetische Kraft in Form einer  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -Eichfeldtheorie. Die Materie besteht aus Fermionen, die in Leptonen und Quarks unterteilt werden. Diese werden in drei Familien mit bis auf die Teilchenmassen identischen Eigenschaften eingeteilt. Damit ergeben sich folgende zwölf Teilchen sowie ihre Antiteilchen:

	Familie			Ladung
	1.	2.	3.	
Quarks	$u$	$c$	$t$	$2/3$
	$d$	$s$	$b$	$-1/3$
Leptonen	$e$	$\mu$	$\tau$	$-1$
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	$0$

Die die verschiedenen Quarks unterscheidende Quantenzahl heißt *Flavour*. Die Wechselwirkungen werden durch Kopplungen der Fermionen an die Eichfelder dargestellt. Die Eichbosonen der starken Wechselwirkung werden „*Gluonen*“ genannt. Die zugehörige Ladung wird als „Farbe“ bezeichnet. Die schwache und elektromagnetische Wechselwirkung werden im Standardmodell vereinheitlicht beschrieben. Das masselose Photon ist der Träger der elektromagnetischen, die massenbehafteten Vektorbosonen  $Z^0$  und  $W^\pm$  die der schwachen Wechselwirkung.

### 1.1.1 Die Eichgruppen des Standardmodells

Im Falle der elektromagnetischen Wechselwirkung führt die Forderung der Eichinvarianz zur kovarianten Ableitung in der Bewegungsgleichung eines freien Teilchens:

$$i\partial_\mu \rightarrow i\partial_\mu + qA_\mu(x) \quad , \quad (1.1)$$

wobei  $A^\mu$  das elektromagnetische Viererpotential und  $q$  die Ladung des Teilchens ist. Damit entsteht ein neuer Term in der Lagrangedichte, der die Wechselwirkung zwischen den Fermionen und dem Photon beschreibt:

$$\mathcal{L}^{\text{emWW}} = e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu A_\mu\psi(x) = -j^\mu(x)A_\mu(x) \quad . \quad (1.2)$$

Die Größe  $j^\mu$  wird als der elektromagnetische Viererstrom bezeichnet. Die Lagrange-dichte verhält sich invariant gegenüber einer Phasentransformation

$$\psi(x) \rightarrow e^{iq\Lambda(x)}\psi(x) \quad \text{und} \quad A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu\Lambda(x) \quad . \quad (1.3)$$

Diese Invarianz wird als  $U(1)$ -Eichsymmetrie bezeichnet. Ihr Generator ist die Ladung  $Q$ .

Zur Beschreibung der schwachen Wechselwirkung wird die  $SU(2) \times U(1)$ -Symmetriegruppe des *schwachen Isospins*  $I$  und der *schwachen Hyperladung*  $Y$  verwendet. Die linkshändigen Fermionen besitzen einen schwachen Isospin von  $\frac{1}{2}$  und bilden damit Dublets. Der schwache Isospin der rechtshändigen Fermionen ist null. Die schwache Wechselwirkung verhält sich invariant unter folgender lokaler Transformation dieser Dublets:

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \rightarrow e^{ig'\frac{\boldsymbol{\sigma}}{2} \cdot \boldsymbol{\beta}(x)} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad . \quad (1.4)$$

Hier ist  $g'$  die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung und  $\boldsymbol{\sigma}$  der Vektor der drei Pauli-Matrizen  $\sigma_1, \sigma_2$  und  $\sigma_3$ . Diese sind die Erzeugenden der  $SU(2)$ -Fundamentaldarstellung.  $\boldsymbol{\beta}$  ist eine beliebige dreidimensionale Funktion. Der schwache Isospin ist  $\mathbf{T} = \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma}$ .

Der Zusammenhang zwischen Hyperladung, schwachem Isospin und der Ladung wird durch die *Gell-Mann-Nishijama-Relation* beschrieben:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad . \quad (1.5)$$

Es ergeben sich vier Eichfelder  $\mathbf{W}^\mu = (W^1, W^2, W^3)^\top$  und  $B^\mu$ . Damit lauten die kovarianten Ableitungen der links- und rechtshändigen Komponente des Vierervektors

$$D_\mu^{(L)} = \partial_\mu - g\frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{W}_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu \quad \text{und} \quad D_\mu^{(R)} = \partial_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu \quad . \quad (1.6)$$

Mit der Feynman-Notation  $\not{D} \equiv D_\mu \gamma^\mu$ <sup>1</sup> folgt der Beitrag der schwachen Ströme zur Lagrangedichte:

$$\mathcal{L}^{\text{fe}}(f, W) = \sum_i \left( \bar{L}_i \not{D}^{(L)} L_i + \bar{R}_i \not{D}^{(R)} R_i \right) \quad . \quad (1.7)$$

Der schwache Strom  $\mathbf{J}^\mu$  kann analog zu Gleichung 1.2 konstruiert werden:

$$-ig\mathbf{J}_\mu \cdot \mathbf{W}^\mu = -ig\bar{L}_i \gamma_\mu \frac{\boldsymbol{\sigma}}{2} \cdot \mathbf{W}^\mu L_i \quad (1.8)$$

Mit der folgender Konstruktion der Feldtensoren der Eichfelder

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu \mathbf{W}_\nu^a - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu^a - g\epsilon_{abc} \mathbf{W}_\mu^b \mathbf{W}_\nu^c \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad , \end{aligned} \quad (1.9)$$

---

<sup>1</sup>Für alle hier aufgeführten Formeln gilt die Regel, dass über gleiche Indizes summiert wird.

und  $\mathbf{W}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\mathbf{W}_{\mu\nu}^a\sigma_a$  wird der Term der Lagrangedichte erzeugt, der die kinetische Energie von  $W^\pm$ ,  $Z^0$  und  $\gamma$  sowie die Selbstenergie des Bosonfeldes enthält:

$$\mathcal{L}^e(W) = -\frac{1}{4}(\mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}) \quad . \quad (1.10)$$

Die physikalischen Felder  $W^{\pm\mu}$ ,  $Z^{0\mu}$  und  $A^\mu$  sind Linearkombinationen der hier eingeführten  $W^{(1,2,3)\mu}$  und  $B^\mu$ :

$$\begin{aligned} W^{\pm\mu} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1^\mu \pm W_2^\mu) \\ \begin{pmatrix} Z^0 \\ A \end{pmatrix}^\mu &= \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B \end{pmatrix}^\mu \quad , \end{aligned} \quad (1.11)$$

mit dem Weinberg Winkel

$$\sin\theta_W \equiv \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \frac{e}{g} \quad , \quad (1.12)$$

der das Kopplungsverhältnis zwischen dem neutralen schwachen Strom und dem Photonaustausch beschreibt.

### 1.1.2 Der Higgs-Mechanismus

Im Standardmodell werden die Massen durch das so genannte *Higgs*-Teilchen erzeugt. Durch seinen nichtverschwindenden Vakuumerwartungswert entstehen in der Lagrangedichte Terme, die als Masse identifiziert werden können. Die einfachste Wahl für das Higgs-Teilchen ist ein  $SU(2)$ -Dublett:

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad \phi_i \text{ reell.} \quad (1.13)$$

$\mathbf{H}$  koppelt an die Fermionen, die Bosonen sowie an sich selbst. Die Lagrangedichte wird damit um drei Terme erweitert:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^{\text{fe}}(f, W) + \mathcal{L}^e(W) + \mathcal{L}^{\text{Yukawa}}(f, \phi) + \mathcal{L}^{\text{bm}}(W, \phi) - V^{\text{Higgs}}(\phi) \quad . \quad (1.14)$$

Das Higgs-Potential habe die folgende Form:

$$V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad . \quad (1.15)$$

Für sein Minimum im Fall  $\mu^2 < 0$  und  $\lambda > 0$  gilt

$$\phi^\dagger\phi = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (1.16)$$

Die Wechselwirkung der Fermionen mit dem Higgs-Feld ist

$$\mathcal{L}^{\text{Yukawa}}(f, \phi) = - \sum_{i,j} \left( G_{ji}^{(1)} \bar{L}_i \mathbf{H} R_j + G_{ji}^{(2)} \bar{R}_i \bar{\mathbf{H}} L_j \right) . \quad (1.17)$$

Im Allgemeinen gibt es Kopplungsterme  $G$  zwischen allen Fermion-Komponenten und dem Higgs-Feld.

Die Massenterme entstehen durch *spontane Symmetriebrechung*. Es ist möglich eine Eichtransformation  $U$  zu finden, die den Vakuumzustand dreier der vier reellen Felder des  $SU(2)$ -Dubletts verschwinden lässt:  $U(H_0) = (0, \rho)$  mit  $\rho$  reell und  $\rho > 0$ . Die Symmetriebrechung zeichnet eine Richtung im  $SU(2)$ -Raum aus und die Entwicklung von  $H$  um  $U(H_0)$  ergibt

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{\text{Yukawa}}(f, \phi) = & -(u_R, c_R, t_R) \mathbf{M}_u (u_L, c_L, t_L)^T \\ & -(d_R, s_R, b_R) \mathbf{M}_d (d_L, s_L, b_L)^T \\ & -(e_R, \mu_R, \tau_R) \mathbf{M}_l (e_L, \mu_L, \tau_L)^T . \end{aligned} \quad (1.18)$$

$\mathbf{M}_u$  und  $\mathbf{M}_d$  sind nicht diagonal. Die Masseneigenzustände, also die physikalischen Zustände  $u$ ,  $c$  und  $t$  erhält man aus den schwachen Eigenzuständen über die Multiplikation mit den Matrizen  $\mathbf{U}_L^{(u)}$  und  $\mathbf{U}_R^{(u)}$ , die  $\mathbf{M}_u$  und  $\mathbf{M}_d$  diagonalisieren:

$$\begin{aligned} \text{Diag}(m_u, m_c, m_t) &= \mathbf{U}_R^{(u)} \mathbf{M}_u \mathbf{U}_L^{(u)} , \\ \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{(L)}^{\text{phys}} &= \mathbf{U}_{(L)}^{(u)} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{(L)} . \end{aligned}$$

Analog werden  $\mathbf{U}_L^{(d)}$  und  $\mathbf{U}_R^{(d)}$  für die  $d$ -,  $s$ - und  $b$ -Quarks eingeführt.

### 1.1.3 Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

Die *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix* oder *Quark-Mischungs-Matrix* ist definiert als  $\mathbf{V}_{\text{CKM}} = \mathbf{U}_L^{(u)} \mathbf{U}_L^{(d)\dagger}$ . Sie drückt die Terme des geladenen schwachen Stromes in  $\mathcal{L}^{\text{fe}}$  der Lagrangedichte (vgl. Gleichung 1.7 und 1.8) über die physikalischen Felder aus:

$$J_\mu^{\text{CC}} = -\frac{g}{\sqrt{2}} (u_L^*, c_L^*, t_L^*)^{\text{phys}} \gamma_\mu \mathbf{V}_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}^{\text{phys}} \quad (1.19)$$

Die einzelnen Elemente beschreiben jeweils einen Übergang zwischen zwei Quarks bei schwachen geladenen Strömen (KM73):

$$\mathbf{V}_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

Eine komplexe unitäre  $3 \times 3$ -Matrix hat zunächst neun freie Parameter, nämlich drei Winkel und sechs Phasen. Fünf dieser Phasen sind nicht sichtbar und können gleich null gesetzt werden. Die von Wolfenstein eingeführte Entwicklung der Matrix nach  $\lambda = \sin \theta_C$  führt zu den reellen Parametern  $\lambda$ ,  $A$  und  $\rho$  sowie der imaginären Phase  $i\eta$  (Wol83):

$$\mathbf{V}_{\text{CKM}} \approx \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$

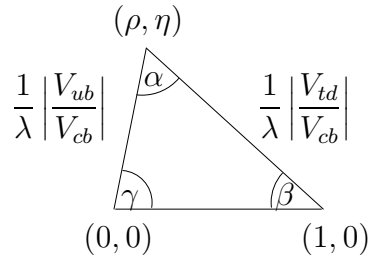
Wenn  $\eta \neq 0$ , also  $\mathbf{V}_{\text{CKM}}$  nicht reell ist, bleibt der Term  $\mathcal{L}_{fH}$  nicht invariant unter der  $CP$ -Transformation. Die  $CP$ -Verletzung im Standardmodell ist also gleichbedeutend mit dem Nichtverschwinden des Parameters  $\eta$ .

### 1.1.4 Das Unitaritätsdreieck der $B$ -Physik

Die Unitaritätsbedingung der CKM-Matrix  $\mathbf{V}_{\text{CKM}}^\dagger \mathbf{V}_{\text{CKM}} = \mathbf{1}$  enthält sechs Orthogonalitätsgleichungen, die Dreiecke derselben Fläche in der komplexen Ebene beschreiben. In lediglich zwei dieser Dreiecke besitzen alle drei Seiten dieselbe Größenordnung in  $\lambda$ . Sie lauten

$$\begin{aligned} V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* &= 0, \\ V_{ud}^*V_{td} + V_{us}^*V_{ts} + V_{ub}^*V_{tb} &= 0. \end{aligned}$$

In der Wolfenstein-Entwicklung werden beide zu  $(\rho + i\eta) + (1 - \rho - i\eta) = 1$  und können wie folgt in der  $(\rho, \eta)$ -Ebene dargestellt werden.



Die Winkel und Seitenlängen des Unitaritätsdreiecks sind prinzipiell experimentell zugänglich. Eine Überbestimmung des Dreiecks durch mehrere Messungen stellt einen wichtigen Test des Standardmodells dar.

Die bisherigen experimentellen Ergebnisse für Flavourübergänge, Flavourmischung und  $CP$ -Verletzung bei Kaon-Zerfällen schränken das Unitaritätsdreieck ein. Der mögliche Bereich für die unbestimmte Ecke  $(\rho, \eta)$  ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Eine Übersicht der Messungen findet sich in (Mel98) und (B<sup>+</sup>00).

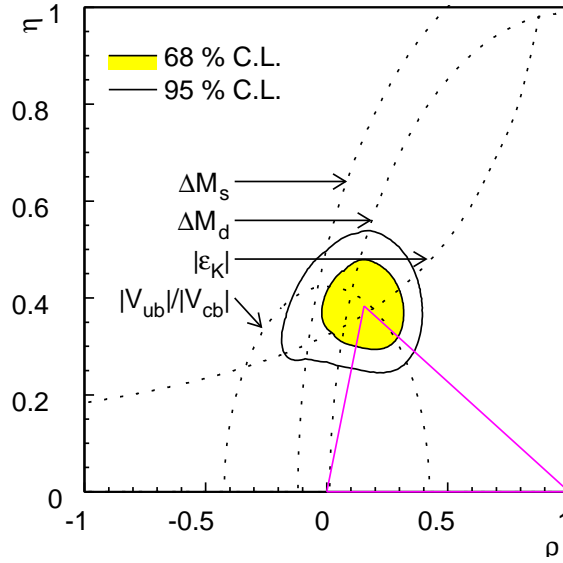


Abbildung 1.1: Erlaubter Bereich für die Spitze des Unitaritätsdreiecks (aus Mel98).

Die Länge der linken Seite  $|V_{ub}/V_{cb}|$  ist durch die bisherigen Messungen der Matrixelemente eingeschränkt.  $V_{cb}$  wurde aus semileptonischen  $B$ -Zerfällen  $B \rightarrow D^* l \nu$  und  $V_{ub}$  aus charmlosen semileptonischen  $B$ -Zerfällen  $B \rightarrow X_u l \nu$  bestimmt. Diese Messungen legen die Spitze des Dreiecks auf einen Kreisring um  $(\rho, \eta) = (0, 0)$  fest. Der mittlere Kreis dieses Ringes ist in Abbildung 1.1 eingezeichnet. Man beachte, dass die Abbildung in  $\rho$ -Richtung gegenüber der  $\eta$ -Richtung um den Faktor zwei gestaucht ist.

Weiterhin beschränkt die Messung des  $CP$ -verletzenden Parameters  $|\varepsilon_K|$  im System der neutralen  $K$ -Mesonen die Koordinaten  $(\rho, \eta)$  auf eine Parabelschar, von denen die mittlere Parabel in Abbildung 1.1 eingetragen ist. Die Seitenlänge  $|V_{td}/V_{cb}|$  wurde durch die Messung der Massendifferenz  $\Delta M_d$  der  $B^0$ -Masseneigenzustände (vgl. Gleichungen 1.22 und 1.26) bestimmt. Der aus dieser Messung resultierende wahrscheinlichste Wert ist als Kreisbogen  $\Delta M_d$  eingezeichnet. Die Verhältnisse der Massendifferenzen  $\Delta M_s$  und  $\Delta M_d$  der  $B^0$ - und  $B_s$ -Masseneigenzustände schließen den Bereich außerhalb des  $\Delta M_s$ -beschrifteten Kreises um  $(\rho, \eta) = (1, 0)$  aus.

Die Ausgleichsberechnung in (Mel98) führt zu den gekennzeichneten Bereichen mit 68 % und 95 % Vertrauensgrad ( $C.L.$ ). Die weiter unten beschriebene  $\sin(2\beta)$ -Messung ist hiervon unabhängig und führt zu einem sensitiven Test der Konsistenz der Flavormischung und  $CP$ -Verletzung im Standardmodell.

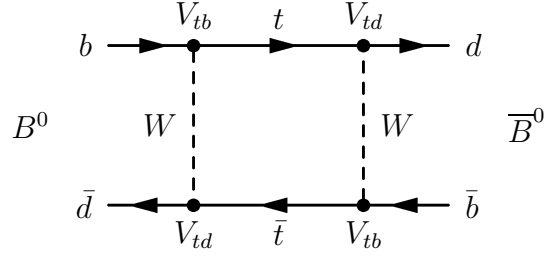


Abbildung 1.2: Box-Diagramm der  $B^0$ - $\bar{B}^0$ -Mischung

## 1.2 $CP$ -Verletzung im $B$ -System

Die Messung der  $CP$ -Verletzung bei den neutralen  $B$ -Mesonen misst den Winkel  $\beta$  des Unitaritätsdreiecks. Der nicht-verschwindende Parameter  $\eta$  kann nur über eine Interferenz zweier Reaktionen gemessen werden. Beim Zerfall eines neutralen  $B$ -Mesons interferieren zum Beispiel die Zerfalls- und  $B^0$ - $\bar{B}^0$ -Mischungsamplitude.

Die Mischung im System der neutralen  $B$ -Mesonen ist beispielsweise in (Sch94) zusammengefasst. Sie ist das Resultat so genannter *Box-Diagramme*, wie in Abbildung 1.2 dargestellt. Die  $B^0$ -Masseneigenzustände sind keine  $CP$ -Eigenzustände, sondern die Mischung eines leichteren Zustands  $B_L$  und eines schwereren Zustands  $B_H$ :

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= p |B^0\rangle + q |\bar{B}^0\rangle \quad , \\ |B_H\rangle &= p |B^0\rangle - q |\bar{B}^0\rangle \quad . \end{aligned} \quad (1.22)$$

Die komplexen Koeffizienten sind normiert:  $|q|^2 + |p|^2 = 1$ . Die Schrödingergleichung

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \mathbf{H} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \left( \mathbf{M} - \frac{i}{2} \mathbf{\Gamma} \right) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

liefert die Zeitabhängigkeit der Masseneigenzustände.  $\mathbf{M}$  und  $\mathbf{\Gamma}$  sind hermitesche  $2 \times 2$ -Matrizen. Mit der Massen- und Breitendifferenz der beiden physikalischen Zustände  $\Delta M \equiv M_H - M_L$  und  $\Delta \Gamma \equiv \Gamma_H - \Gamma_L$  kann die zeitliche Entwicklung der beiden Zustände wie folgt beschrieben werden:

$$\begin{aligned} |B_H(t)\rangle &= e^{-iM_H t} e^{-\frac{1}{2}\Gamma_H t} |B_H(0)\rangle \quad , \\ |B_L(t)\rangle &= e^{-iM_L t} e^{-\frac{1}{2}\Gamma_L t} |B_L(0)\rangle \quad . \end{aligned} \quad (1.24)$$

Die Eigenwertberechnung der Massenmischungsmatrix  $\mathbf{H}$  führt zu

$$\begin{aligned} \Delta M^2 - \frac{1}{4} \Delta \Gamma^2 &= 4 |M_{12}|^2 - |\Gamma_{12}|^2 \quad , \\ \Delta M \Delta \Gamma &= 4 \text{Re}(M_{12} \Gamma_{12}^*) \quad . \end{aligned} \quad (1.25)$$

Daraus ergibt sich das  $p/q$ -Verhältnis zu

$$\frac{q}{p} = - \frac{2M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*}{\Delta M - \frac{i}{2}\Delta \Gamma} \quad . \quad (1.26)$$

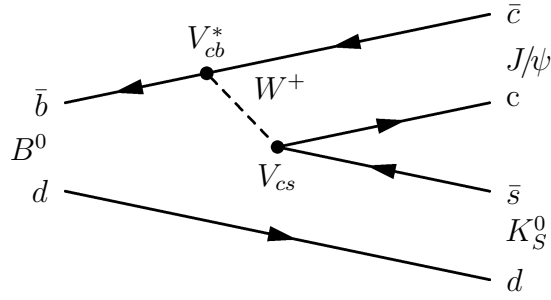


Abbildung 1.3: Feynman-Diagramm des Zerfalls  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$

Im  $B^0$ -System sind die Lebensdauern der zwei Masseneigenzustände fast gleich, während im  $K^0$ -System die Massenunterschiede gering sind, aber die Lebensdauern von  $K_S^0$  und  $K_L^0$  sich deutlich unterscheiden.

### 1.2.1 Der „goldene Kanal“ $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$

Der Endzustand des  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \pi^+ \pi^-$ -Zerfalls ist ein  $CP$ -Eigenzustand. Die zu messende Asymmetrie ist

$$a_{f_{CP}}(t) = \frac{\Gamma(\overline{B}_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\overline{B}_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP})} . \quad (1.27)$$

Die Amplitude des  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ -Zerfalls ist proportional zu  $a_1 = V_{cb}^* V_{cs}$  (vgl. Abbildung 1.3). Die Amplitude der Mischungsdiagramme wie in Abbildung 1.2 ist proportional zu

$$a_2 = \frac{V_{tb} V_{td}^*}{V_{tb}^* V_{td}} .$$

Die Amplituden des  $\overline{B}^0$   $\bar{a}_1$  und  $\bar{a}_2$  sind die dazu komplex konjugierten Werte. Die Phasendifferenz der beiden Reaktionen liefert den Winkel  $\beta$  des Unitaritätsdreiecks:  $\sin 2\beta = -\text{Im}(a_1 + a_2) = \text{Im}(\bar{a}_1 + \bar{a}_2)$ . Damit ergeben sich folgende relative Zerfallsraten  $n$  der  $B^0$ -Mesonen und  $\bar{n}$  der  $\overline{B}^0$ -Mesonen in den  $J/\psi K_S^0 \rightarrow \ell\ell\pi\pi$ -Zustand:

$$\begin{aligned} n(t) &\propto e^{-t} (1 - \text{Im}(a_1 + a_2) \sin xt) = e^{-t} (1 + (\sin 2\beta) \sin xt) , \\ \bar{n}(t) &\propto e^{-t} (1 + \text{Im}(\bar{a}_1 + \bar{a}_2) \sin xt) = e^{-t} (1 - (\sin 2\beta) \sin xt) . \end{aligned} \quad (1.28)$$

Hier wird der Mischungsparameter  $x = \Delta M/\Gamma$  benutzt. Er beträgt  $0.73 \pm 0.04$  (Par98). Die zeitabhängige Asymmetrie 1.27 ist damit

$$a_{f_{CP}}(t) = \sin 2\beta \sin xt . \quad (1.29)$$



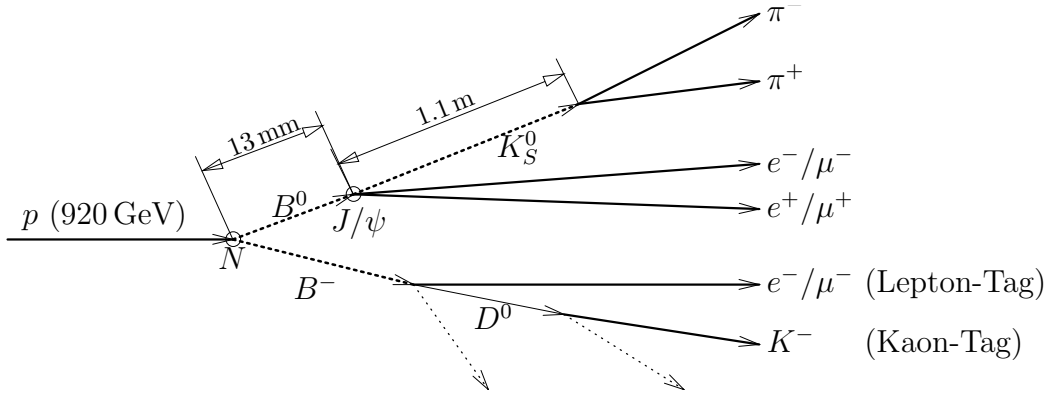


Abbildung 1.4: Rekonstruktion des „goldenen  $B^0$ -Zerfalls“ mit zwei *Tagging*-Beispielen und typischen Zerfallslängen

Die mit  $e^{-\Gamma t}$  gewichtete Integration über  $t$  liefert damit folgenden Zusammenhang zwischen zeitintegrierter Asymmetrie, Mischungsparameter  $x$  und Winkel  $\beta$  des Unitaritätsdreiecks

$$A_{CP} = \frac{x}{1+x^2} \sin 2\beta \quad . \quad (1.30)$$

Die typischen bei der Messung des goldenen Zerfalls bei HERA-B vorkommenden Teilchen sind in Abbildung 1.4 dargestellt. Die Bestimmung des Ausgangszustands  $B^0$  oder  $\bar{B}^0$  wird *Tagging* genannt. Da in der Proton-Nukleon-Wechselwirkung stets  $b\bar{b}$ -Paare erzeugt werden, ist die  $b$ -Quantenzahl des goldenen Zerfalls entgegengesetzt zu der des assoziiert produzierten  $b$ -Hadrons, dessen  $b$ -Quantenzahl durch seine charakteristischen Zerfälle bestimmt werden kann. Die zwei entscheidenden Kriterien für Tagging-Methoden sind ihre Effizienz und ihre Reinheit. Die Reinheit wird grundsätzlich durch die Mischung der  $B^0$ -Mesonen herabgesetzt. Mögliche Tagging-Methoden sind unter anderen

- vollständige Rekonstruktion,
- Rekonstruktion geladener Kaonen oder Leptonen und
- Summation über die Ladung der Zerfallsprodukte.

Weiterhin gibt es *Selbst-Tagging*-Methoden, die direkt die  $b$ -Quantenzahl des  $CP$ -Zerfalls analysieren. Diese Möglichkeit ergibt sich bei  $B^{**} \rightarrow B\pi$ -Zerfällen. Die Ladung führender Hadronen im das  $B$ -Meson begleitenden Jet sind ein weiteres Indiz. Die Ergebnisse der verschiedenen Tagging-Methoden können unter Berücksichtigung ihrer Eigenschaften kombiniert werden.

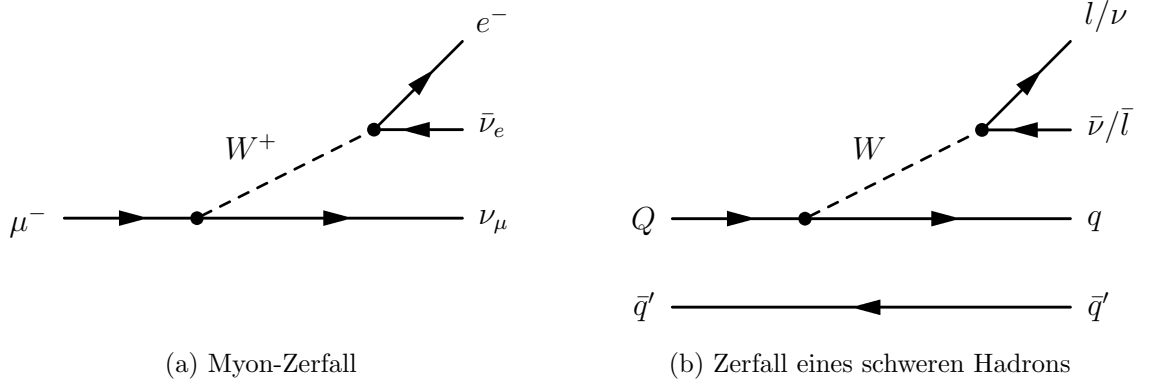


Abbildung 1.5: Motivation des Zuschauer-Modells

### 1.3 Lebensdauermessungen schwerer Mesonen und Baryonen

Die Messung der Lebensdauer schwach zerfallender schwerer Hadronen verschafft einen Einblick in ihre Dynamik der Hadronen, insbesondere im nicht perturbativ zugänglichen Bereich der QCD. Weiterhin ist die Lebensdauermessung ein wichtiger Teil der zeitabhängigen Messung der  $B^0$ - $\bar{B}^0$ -Oszillation und der Messung der  $CP$ -Verletzung im  $B$ -System.

Im *Zuschauer-Modell* (*Spectator Model*) wird das schwere Quark als unabhängig vom leichten Quark im Meson oder Diquark im Baryon betrachtet. Ein semileptonischer Zerfall (Abbildung 1.5(b)) kann damit analog zum Myonzerfall (Abbildung 1.5(a)) berechnet werden:

$$\Gamma(\mu \rightarrow e \nu_e \nu_\mu) = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} \approx 5 \times 10^5 \frac{1}{s} \quad ,$$

$$\Gamma(Q \rightarrow l \nu_l q) = \frac{G_F^2}{192 \pi^3} m_Q^5 f(\epsilon) |V_{Qq}|^2 \quad .$$

Die zusätzlichen Größen sind der Phasenraumfaktor  $f(\epsilon) = 1 - 8\epsilon^2 + \epsilon^6 - \epsilon^8 - 24\epsilon^4 \ln \epsilon$  mit  $\epsilon = m_q/m_Q$  und das CKM-Matrixelement  $V_{Qq}$ , das schwache Kopplung zwischen dem schweren Quark  $Q$  und seinem Zerfallsprodukt  $q$  angibt. Dieses Modell sagt für alle hadronischen Zustände eines Quarks dieselbe Lebensdauer voraus. Experimentell wurde jedoch bereits gezeigt, dass beispielsweise Hadronen mit einem *Charm*-Quark unterschiedliche Lebensdauern aufweisen:  $\tau(D^+) \approx 2.5 \times \tau(D^0)$ . Zur Erklärung der Unterschiede müssen weitere Diagramme berücksichtigt werden.

Abbildung 1.6 zeigt zwei Zuschauer-Diagramme für den Zerfall von  $D$ -Mesonen, bei denen der Gluonaustausch eine Rolle spielt. Im linken Diagramm 1.6(a) entsteht das  $\pi^+$ -Meson aus dem farbneutralen  $W^+$ -Boson. Die Bedingung, dass Hadronen farbneutral sein müssen, wird in jedem Fall erfüllt. Auf der rechten Seite müssen die

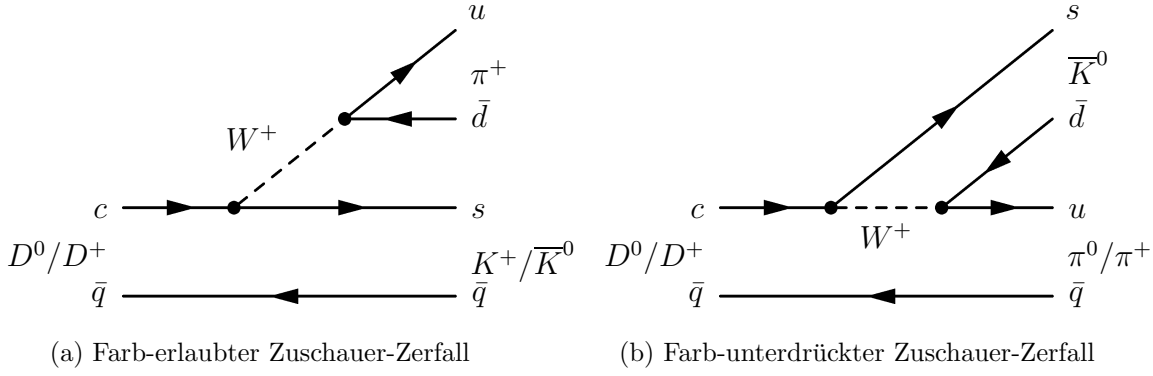


Abbildung 1.6: Zuschauer-Diagramme, die im Fall neutraler Mesonen  $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$  und  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  unterscheidbar sind, im Fall geladener Mesonen  $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$  jedoch nicht.

Produkte des  $W$  so auf zwei Hadronen verteilt werden, dass diese insgesamt farbneutral werden. Damit wird das Diagramm 1.6(b) unterdrückt.

Neutrale  $D$ -Mesonen zerfallen im linken Diagramm in zwei geladene ( $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ ), im rechten in zwei neutrale Mesonen ( $D^0 \rightarrow \pi^0 \bar{K}^0$ ). Geladene  $B$ -Mesonen zerfallen in beiden Diagrammen in ein neutrales und ein geladenes Meson:  $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$ . Hier sind die Diagramme nicht unterscheidbar und interferieren. Wie weitergehende Rechnungen zeigen, ist Interferenz destruktiv und führt zu einer höheren Lebensdauer der geladenen  $D$ -Mesonen. Die analogen Diagramme im  $B$ -System spielen nur eine geringe Rolle, da die Quark-Übergänge  $b \rightarrow u$  Cabbibo-unterdrückt sind.

Zusätzlich gibt es Diagramme derselben Ordnung, die nicht im Zuschauer-Modell möglich sind. Sie sind in Abbildung 1.7 dargestellt. Die Quarks der geladenen Mesonen können annihilieren (Abbildung 1.7(a) und 1.7(b)). Die ungeladenen Mesonen können ein  $W$ -Boson austauschen. Letzteres Diagramm existiert analog für Baryonen.

Qualitativ ergeben sich die Lebensdauer Hierarchien  $\tau(D^+) > \tau(D^0) \approx \tau(D_s^+) > \tau(\Lambda_c^+)$  und  $\tau(B^+) > \tau(B^0) \approx \tau(B_s^0) > \tau(\Lambda_b^0)$  (vgl. For94). Da die Lebensdauerunterschiede auf der Skala von  $1/m_Q^2$  liegen, sind sie im  $b$ -System deutlich geringer, sie liegen im Bereich von 10 %.

### 1.3.1 Berechnungen von Zuständen mit schweren Quarks

Zur Berechnung der Dynamik eines Hadrons, welches ein schweres Quark enthält, bietet sich die so genannte *Heavy Quark Effective Theory* (*HQET*) an (Zusammenfassung beispielsweise in IW94).

Die Dynamik von Hadronen, die ein schweres Quark mit einer Masse oberhalb der Energieskala der starken Wechselwirkung enthalten ( $m_Q \gg \Lambda_{\text{QCD}}$ ), ist zunächst nicht störungstheoretisch zu berechnen, sondern muss über Symmetrieargumente vereinfacht werden. Da das schwere Quark fast die gesamte Masse des Hadrons ausmacht,

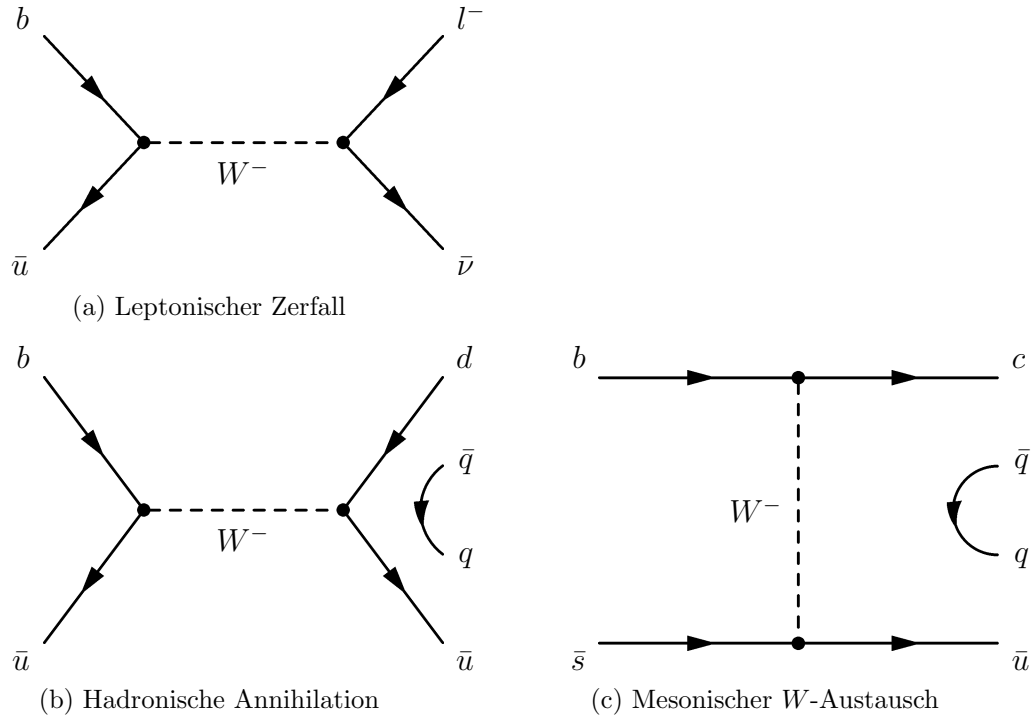


Abbildung 1.7: Nicht-Zuschauer-Diagramme  $b$ -geladener Mesonen

bleibt es relativ zum Hadron in Ruhe. Damit wirkt es wie eine statische Farb-Quelle und das System der restlichen leichten Quarks wird störungstheoretisch zugänglich.

Die Lagrangedichte kann in  $1/m_Q$  entwickelt werden. Zur Veranschaulichung soll zunächst der führende Term hergeleitet werden, der im Fall  $m_Q \rightarrow \infty$  allein relevant ist. Der QCD-Term des schweren Quarks in der Lagrangedichte lautet:

$$\mathcal{L}_Q = \bar{Q}(i\not{D} - m_Q)Q \quad . \quad (1.31)$$

$Q$  ist die Wellenfunktion des schweren Quarks. Das Feld  $h_v$  wird über den Geschwindigkeitsoperator  $v$  des schweren Quarks wie folgt aus  $Q$  herausprojiziert:

$$h_v = \frac{1}{2}(1 + \not{v})Q \quad (1.32)$$

und ist damit ein Eigenzustand des Operators:  $\not{v}h_v = h_v$ . Damit kann die Lagrangedichte folgendermaßen umgeformt werden:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Q &= \bar{h}_v[m_Q(\not{v} - 1) + i\not{D}]h_v \\ &= \bar{h}_v i\not{D}h_v \\ &= \bar{h}_v \frac{1 + \not{v}}{2} i\not{D} \frac{1 + \not{v}}{2} h_v \\ &= \bar{h}_v i v \cdot D h_v \quad . \end{aligned} \quad (1.33)$$

	HQET – Vorhersage	Experiment
$\tau(B^+)/\tau(B^0)$	$1.02 + 0.05 \left( \frac{f_b}{200 \text{ MeV}} \right)^2$	$1.01 \pm 0.07$
$\tau(B_s^0)/\tau(B^0)$	1.0	$1.02 \pm 0.04$
$\tau(\Lambda_b^0)/\tau(B^0)$	$\approx 0.9$	$0.78 \pm 0.05$

Tabelle 1.1: Übersicht der Lebensdauer-Verhältnisse verschiedener  $B$ -Hadronen

Im letzten Schritt wird die kovariante Ableitung in einen zu  $v$  longitudinalen und einen transversalen Teil aufgetrennt:

$$D_\mu = v_\mu(v \cdot D) + D_\mu^\perp \quad \text{mit} \quad \not{D}^\perp \not{v} + \not{v} \not{D}^\perp = 0 \quad . \quad (1.34)$$

Durch Einsetzen erhält man hieraus (vgl. Neu94) schließlich die vollständige Lagrange-dichte:

$$\mathcal{L} = \bar{h}_v i v \cdot D h_v + \frac{1}{2m_Q} \bar{h}_v (iD_\perp)^2 h_v + \frac{g_s}{4m_Q} \bar{h}_v \sigma_{\mu\nu} G^{\mu\nu} h_v + \mathcal{O}(1/m_Q^2) \quad . \quad (1.35)$$

Hier sind  $g_s$  die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und  $G^{\mu\nu}$  der Gluon-Feldstärke-Tensor, der wie folgt definiert ist:  $[iD^\mu, iD^\nu] = ig_s G^{\mu\nu}$ .

Dieser Ausdruck kann zur Berechnung experimentell zugänglicher Größen verwendet werden. Beispielsweise können die Lebensdauern verschiedener  $b$ -Hadronen vorhergesagt werden. Die *Heavy Quark Effective Theory* erwartet in führender Ordnung in  $1/m_b$  folgende Zusammenhänge:

$$\begin{aligned} \tau(B^+)/\tau(B^0) &= 1 + \mathcal{O}(1/m_b^3) \\ \tau(B_s^0)/\tau(B^0) &= 1 + \mathcal{O}(1/m_b^3) \\ \tau(\Lambda_b^0)/\tau(B^0) &= 1 + \mathcal{O}(1/m_b^2) \quad . \end{aligned} \quad (1.36)$$

Die Begründung dieser Ausdrücke ist in (Man97c) skizziert. Die berechneten Ergebnisse werden in Tabelle 1.1 den bisher experimentell gefundenen Werten gegenüber gestellt. Die experimentellen Ergebnisse besitzen eine Genauigkeit im Bereich von 5 %. Sie stimmen für die Verhältnisse der Meson-Lebensdauern gut mit dem erwarteten Wert überein. Das Baryon  $\Lambda_b$  hingegen hat eine unerwartet niedrige Lebensdauer (Jun97). Die Lebensdauern der  $b$ -Hadronen genauer zu messen und damit die *Heavy Quark Effective Theory* sensitiv zu prüfen ist eine wesentliche Motivation für die Studien in dieser Arbeit.

### 1.3.2 Inklusive Lebensdauermessungen

Bei den ersten Lebensdauermessungen von Hadronen mit schweren Quarks wurde die Verteilung der Stoßparameter (*Impact Parameter*) von Leptonen mit hohem Transversalimpuls analysiert. Eine asymmetrische Verteilung beweist eine endliche Lebensdauer. Wegen der höheren Energien im Laborsystem und der verbesserten Auflösung der Vertexdetektoren können neuere Experimente die Zerfallslängen direkt messen. Eine Zusammenfassung der experimentellen Methoden und Ergebnisse für  $b$ -Hadronen findet sich in (AJ94).

Zu den ersten Messungen an  $b$ -Hadronen bei HERA-B werden inklusive Zerfälle  $B \rightarrow J/\psi X$  gehören. Die dabei zugänglichen Größen sind der  $B$ -Erzeugungsvertex und der  $B$ -Zerfallsvertex, welcher durch das  $J/\psi$  rekonstruiert wird. Damit sind die  $B$ -Zerfallslänge  $L^B$  und der Impuls des  $J/\psi$  bekannt. Die Messung der Zerfallszeit wird erschwert, weil der Impuls des  $B$ -Hadrons nicht direkt gemessen werden kann. Der Lösungsansatz aus (A<sup>+</sup>98) wird im Folgenden beschrieben.

#### Die Pseudo-Zerfallslänge

Die Eigenzerfallslänge des  $B$ -Hadrons ist

$$\lambda_B = \frac{L^B}{\beta^B \gamma^B} = L^B \frac{M_B}{p^B} . \quad (1.37)$$

Der nicht gemessene  $B$ -Impuls kann über den  $J/\psi$ -Impuls geschätzt werden. Dazu werden zunächst die Größen

$$L_{xy} \equiv \frac{L^B \cdot \mathbf{p}_{\mathbf{T}}^{J/\psi}}{|\mathbf{p}_{\mathbf{T}}^{J/\psi}|} \quad (1.38)$$

und

$$\lambda^{J/\psi} = L_{xz} \frac{M_{J/\psi}}{p^{J/\psi}} \quad (1.39)$$

definiert. In (A<sup>+</sup>98) wird begründet, dass  $\lambda_{J/\psi}$  im Mittel proportional zu  $\lambda_B$  ist. Der  $J/\psi$ -Impuls-abhängige Faktor

$$F_{\text{corr}}(p_T^{J/\psi}) = \frac{\beta \gamma^B}{\beta \gamma^{J/\psi}} = \frac{\lambda_{J/\psi}}{\lambda_B} \quad (1.40)$$

wurde über Monte-Carlo-Studien ermittelt. Er ist in Abbildung 1.8 als Funktion des transversalen  $J/\psi$ -Impulses dargestellt. Damit kann die *Pseudo-B-Zerfallslänge* aus den zu messenden Größen bestimmt werden über

$$\lambda = \frac{\lambda_{J/\psi}}{\langle F(p^{J/\psi}) \rangle} = L^B \cdot \frac{M_{J/\psi}}{p^{J/\psi} \cdot \langle F(p^{J/\psi}) \rangle} . \quad (1.41)$$

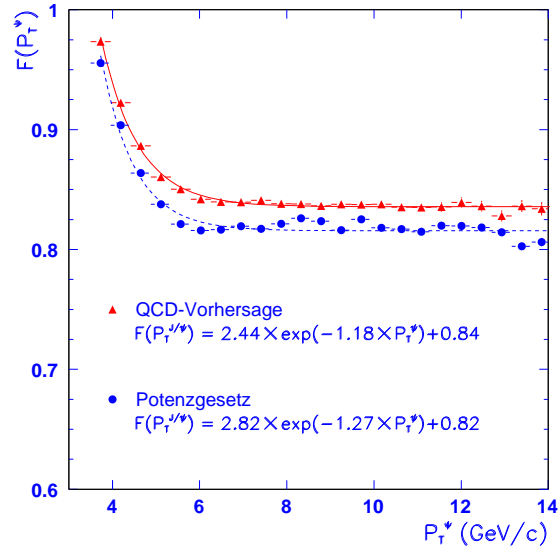


Abbildung 1.8: Korrekturfaktor  $F_{\text{corr}}$  der Pseudo-Zerfallslänge (aus A<sup>+</sup>98)

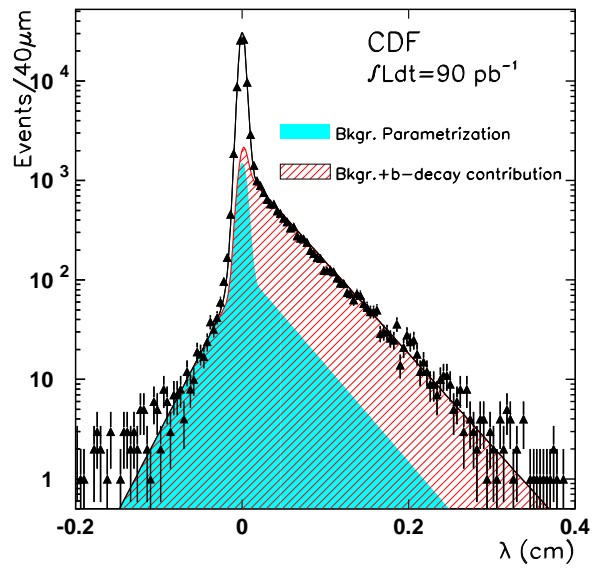


Abbildung 1.9: Verteilung der Pseudo-Zerfallslänge (aus A<sup>+</sup>98)

In der in (A<sup>+</sup>98) beschriebenen Analyse werden die Zerfälle  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  rekonstruiert. Die Größe  $\lambda^{J/\psi}$  wird aus dem Abstand der  $J/\psi$ -Vertizes und dem über viele Ereignisse gemittelten Primärvertex bestimmt. Die Verteilung der Pseudo-Zerfallslängen der *CDF*-Messung ist in Abbildung 1.9 dargestellt. Für folgende Effekte wurden Anpassungskurven überlagert:

- Für  $J/\psi$  aus  $B$ -Zerfällen wird eine mit einer Gaußfunktion gefaltete Exponentialverteilung benutzt. Der Parameter der Exponentialkurve gibt die Lebensdauer an.
- Die in der  $p\bar{p}$ -Wechselwirkung durch Charm-Paarerzeugung produzierten  $J/\psi$  zerfallen am Hauptvertex und werden daher über eine Gaußverteilung beschrieben.
- Für Untergrund, der zufällig in das  $J/\psi$ -Massenfenster fällt, wie beispielsweise Drell-Yan-Prozesse und doppelt-semileptonische  $B$ -Zerfälle, wird eine Gaußverteilung, an die rechts und links eine Exponentialverteilung anschließt, benutzt. Die Parameter dieser Funktion werden aus Myonkombinationen aus Seitenbändern zum  $J/\psi$ -Massenfenster angepasst.

Die systematische Unsicherheit wird zu 4.3 % bestimmt. Der größte Anteil resultiert aus den Unsicherheiten des kinematischen Modells in der Pseudo-Zerfallslänge. Weitere Beiträge erwachsen aus der endlichen Genauigkeit der Vertexdetektor-Ausrichtung und der Ereignis-Auswahl bei der Datennahme („*Trigger Bias*“).

Die daraus abzulesende Lebensdauer der inklusiven  $B \rightarrow J/\psi X$ -Zerfälle wird als  $\tau = (1.46 \pm 0.06 \pm 0.06)$  ps angegeben. Der statistische und der systematische Fehler sind also gleich.



## 2 Das HERA-B-Experiment

### 2.1 Die HERA-Speicherringe

Der HERA-Beschleuniger speichert 920-GeV-Protonen<sup>1</sup> und 30-GeV-Elektronen, welche an zwei Kreuzungspunkten zur Kollision gebracht werden (Abbildung 2.1). An den Kreuzungspunkten befinden sich die Experimente *H1* und *ZEUS*. HERA-B befindet sich an einem weiteren Wechselwirkungspunkt und benutzt lediglich den Protonenstrahl.

Dieser Protonenstrahl wird wie folgt erzeugt: Zunächst werden negativ geladene Wasserstoffionen im Linearbeschleuniger *LINAC III* vorbeschleunigt, deren Kerne danach in den *DESY III*- und *PETRA*-Ringbeschleunigern gesammelt werden. In HERA werden jeweils 180 Protonenpakete auf die engültige Energie gebracht. Abbildung 2.2 zeigt die Verteilung der Protonenpakete, wie sie anhand der Wechselwirkungen am HERA-B-Target festzustellen ist.<sup>2</sup>

### 2.2 Produktion der *B*-Mesonen

Der HERA-B-Detektor ist ein Fixed-Target-Experiment, welches mittels eines Draht-Targets am HERA-Protonenstrahl inelastische Proton-Nukleon-Wechselwirkungen erzeugt. Das Target besteht aus acht Drähten, die in zwei Stationen den Protonenstrahl umschließen. Da die Wechselwirkungen nur am Rand des Strahls stattfinden, wird der größere Teil der Protonen nicht beeinflusst, so dass HERA-B gleichzeitig mit den anderen HERA-Experimenten betrieben werden kann.

Der zu erwartende Wirkungsquerschnitt für die *b*-Quark-Produktion ist in Abbildung 2.3 abzulesen. Dargestellt sind die bisher bei verschiedenen Laborsystem-Energien gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von *c*- und *b*-Quarks sowie die von der QCD motivierten Parametrisierungen der Energieabhängigkeit. Das Experiment *E789* hat im Bereich der HERA-B-Energie einen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{b\bar{b}} = (7 \pm 2.5) \text{ nb}$  gemessen (J<sup>+</sup>95). Es liegt damit am unteren Rand des angegebenen Bandes. Eine weitere Messung des  $b\bar{b}$ -Wirkungsquerschnitts mit einer größeren Phasenraumakzeptanz am Experiment *E771* ergab einen Wert von  $\sigma_{b\bar{b}} = (42^{+16}_{-13}(\text{stat.}) \pm 7(\text{syst.})) \text{ nb}$  (A<sup>+</sup>99).

---

<sup>1</sup>Im Folgenden wird grundsätzlich in Einheiten mit  $c = \hbar = 1$  gerechnet.

<sup>2</sup>Unter ungünstigen Bedingungen kann die Struktur weniger ausgeprägt sein (vgl. Spr00).

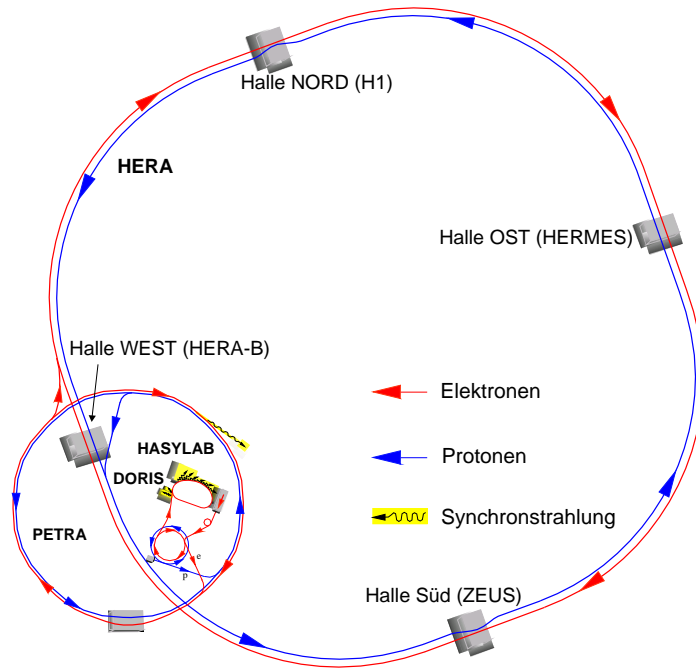


Abbildung 2.1: Der HERA-Beschleuniger

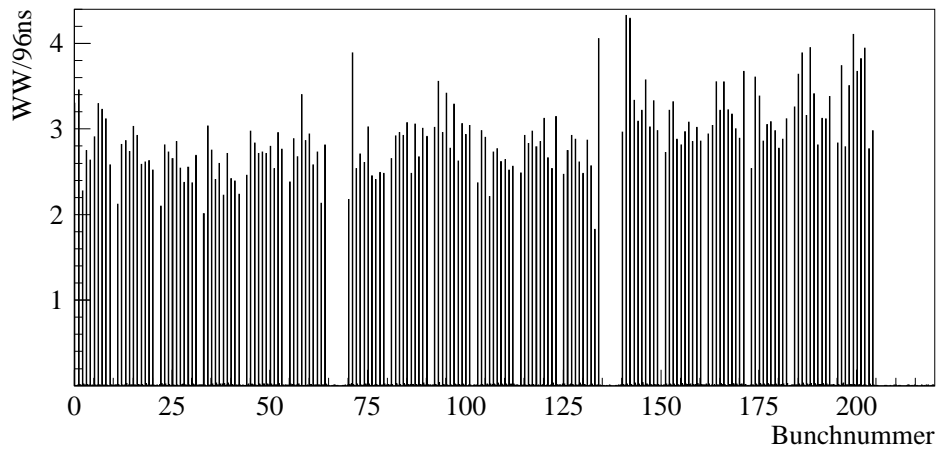


Abbildung 2.2: Das HERA-Protonenpaket-Füllschema

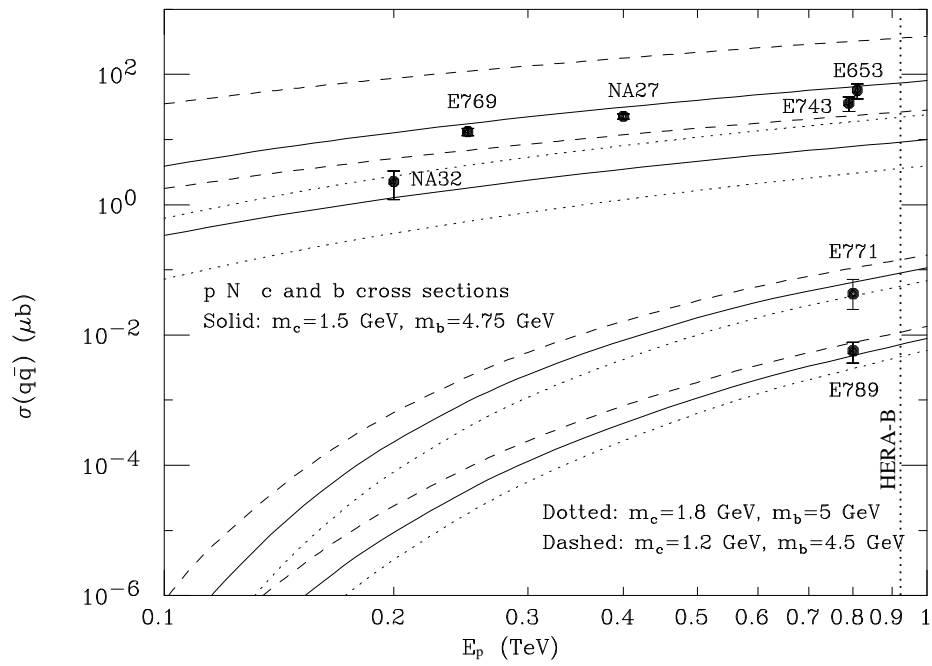


Abbildung 2.3: Theoretische Vorhersage der Wirkungsquerschnitte für  $b$ - und  $c$ -Paare in Proton-Nukleon-Wechselwirkungen und Vergleich mit aktuellen Messungen (aus FMNR97)

Bei den bei HERA-B auftretenden Schwerpunktsenergien von etwa 40 GeV kann man für den Wirkungsquerschnitt im Vergleich zum Wirkungsquerschnitt für alle inelastischen Proton-Nukleon-Wechselwirkungen erwarten:

$$\frac{\sigma(pN \rightarrow b\bar{b} + X)}{\sigma_{\text{inelastisch}}} \approx 10^{-6} \quad . \quad (2.1)$$

Das Verzweigungsverhältnis des gesuchten Zerfalls ist

$$\frac{\Gamma(B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \pi^+ \pi^-)}{\Gamma_{B,\text{total}}} \approx 10^{-5} \quad . \quad (2.2)$$

Die gesuchten  $B$ -Zerfälle treten also im Mittel nur bei jeder  $10^{11}$ -ten Wechselwirkung auf. Um etwa 1000 goldene Zerfälle im Jahr zu beobachten, ist unter Berücksichtigung der Trigger- und Rekonstruktionseffizienz eine Wechselwirkungsrate von 40 MHz nötig. Die Rate der HERA-Protonenpakete ist etwa 10 MHz, so dass für die benötigte Wechselwirkungsrate im Mittel vier Wechselwirkungen pro Protonenpaket-Durchgang stattfinden müssen.

## 2.3 Der HERA-B-Detektor

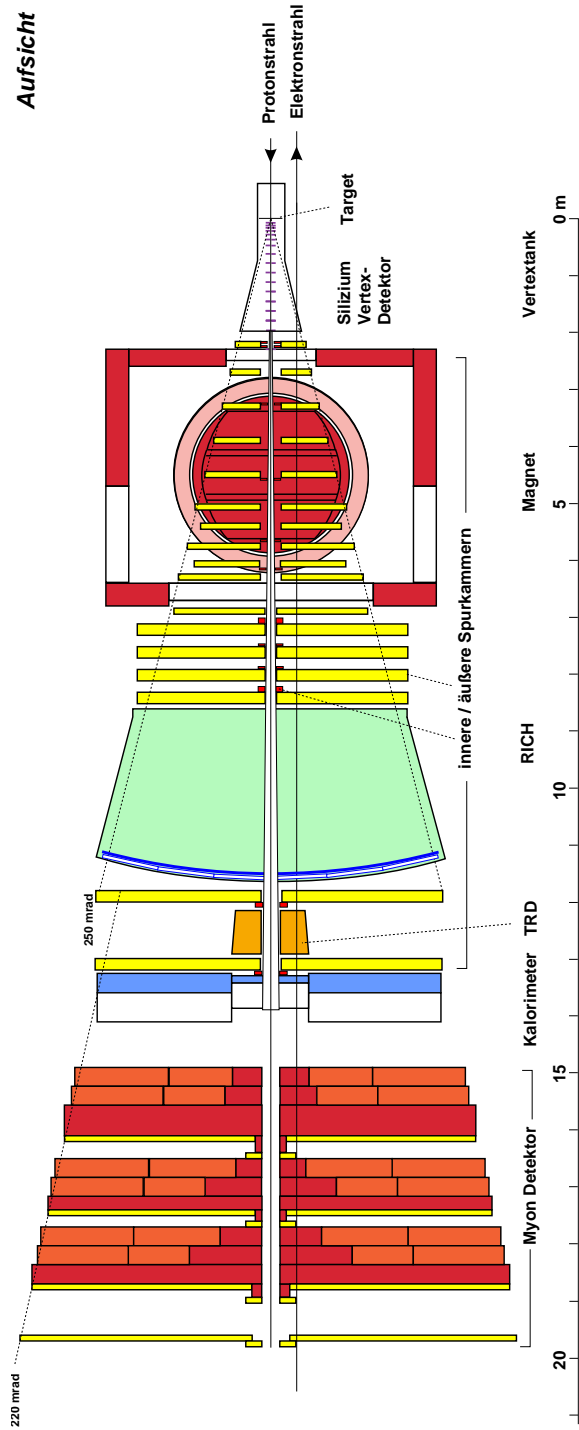
Zur Messung des „goldenen Zerfalls“  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \pi^+ \pi^-$  muss der Detektor bestimmte Eigenschaften aufweisen. Die Zerfallsprodukte müssen identifiziert und ihr Impuls gemessen werden. Da die gesuchten Ereignisse einen sehr geringen Anteil an allen erzeugten Wechselwirkungen bilden, muss der aus inelastischen Proton-Nukleon-Wechselwirkungen bestehende Untergrund in hohem Maße unterdrückt werden.

Der HERA-B-Detektor ist in seiner endgültigen Form in Abbildung 2.4 dargestellt. Zur Messung der Teilchenspuren werden der *Silizium-Vertex-Detektor* sowie das *innere* und *äußere Spurkammersystem* benutzt. Zur Teilchenidentifizierung werden ein *Ring-Imaging-Čerenkov-Zähler (RICH)*, ein *elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)*, ein *Übergangsstrahlungsdetektor (TRD)* und ein Myondetektor verwendet. Die Spurfindungssysteme sind in einer *Superlagenstruktur* aufgebaut. Das bedeutet, dass mehrere Einzellagen verschiedener Projektionen direkt aneinanderliegen. Die für diese Arbeit wesentlichen Detektorkomponenten werden im Folgenden beschrieben.

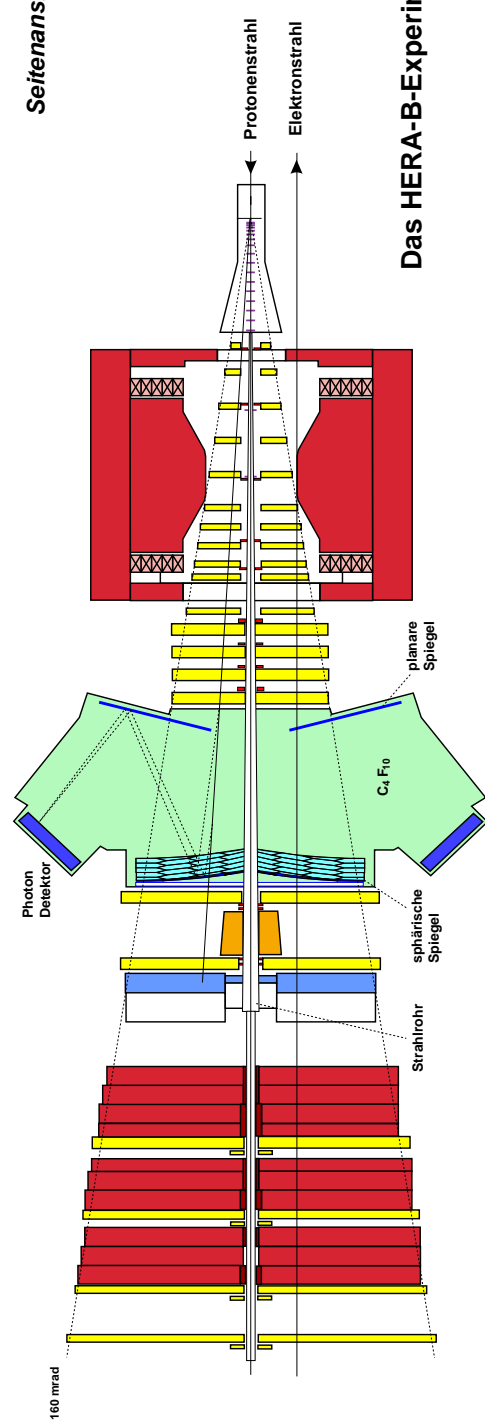
### 2.3.1 Das Vertexdetektor-System

Die Rekonstruktion der Vertizes geschieht im Vertexdetektor-System. Dieses befindet sich direkt hinter dem Target in etwa 1 cm Abstand zum Protonenstrahl und besteht aus sieben Superlagen, die in vier Quadranten angeordnet sind. Die Detektorlagen bestehen aus ein- und zweiseitigen Silizium-Streifendetektoren, die sich in so genannten *Roman Pots* abgeschirmt vom Maschinenvakuum im Sekundärvakuum

Aufsicht

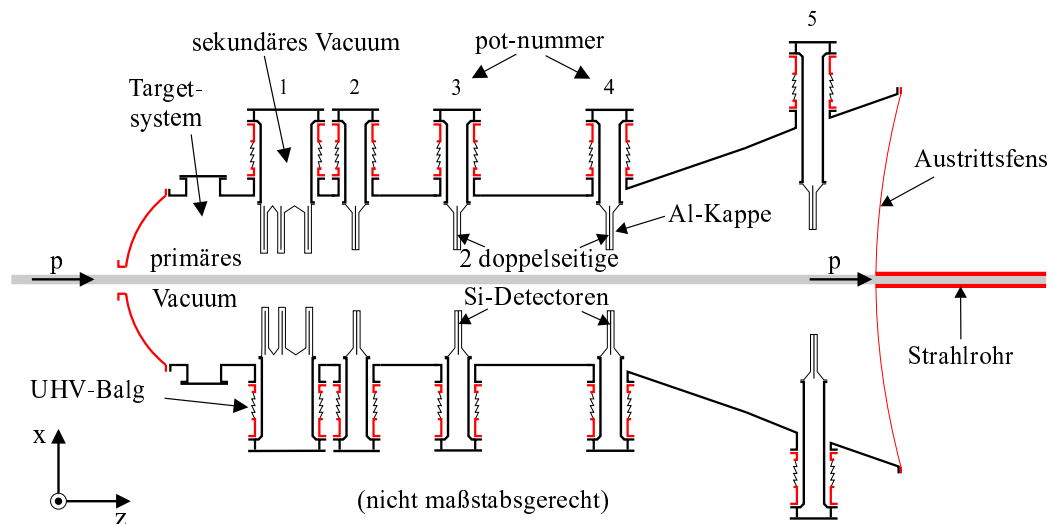


Seitenansicht



Das HERA-B-Experiment

Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des HERA-B-Detektors in der Aufsicht und Seitenansicht



des Vertexdetektortanks befinden. Die Anordnung ist in Abbildung 2.5 in der Aufsicht schematisch dargestellt. Sichtbar sind die Pots der „3-Uhr-“ (unten, also auf der HERA-Außenseite oder  $x < 0$ ) und „9-Uhr-Quadranten“ (oben, also  $x > 0$ ). Die Pots können radial und lateral verschoben werden und werden nur bei stabilen Proton-Strahlbedingungen auf die strahlnahe Position gebracht.

Der Aufbau eines Moduls, welches einen Quadranten einer Superlage bildet, ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Links ist die Vorder- und Rückseite einer zweiseitigen Detektorlage („Halbmodul“) dargestellt. Die Anordnung zweier solcher Module in ihrer Aluminiumkappe (Pot) ist rechts im Querschnitt gezeigt. Die Stereowinkel der einzelnen Streifen innerhalb eines Moduls sind  $-2.5^\circ$ ,  $+2.5^\circ$ ,  $87.5^\circ$  und  $92.5^\circ$ . Einige Module enthalten eine einseitige Detektorlage, so dass dort eine Projektion fehlt.

Die einzelnen Detektorlagen haben eine Fläche von  $50 \times 70 \text{ mm}^2$  mit 1280 ausgelesenen Streifen auf der  $n$ - und 1024 ausgelesenen Streifen auf der  $p$ -Seite. Der vollständige Vertexdetektor hat etwa 147 000 Kanäle. Der Abstand der Detektorstreifen ist  $25 \text{ }\mu\text{m}$ , wobei nur jeder zweite ausgelesen wird. Die nicht ausgelesenen Streifen bewirken über eine kapazitive Ladungsteilung mit den benachbarten Kanälen eine Verbesserung der Auflösung. Die zu erzielende Koordinatenauflösung liegt bei etwa  $10 \text{ }\mu\text{m}$  (Rie97).

### 2.3.2 Das innere Spurkammersystem

Da die Spurdichten im Bereich im und hinter dem HERA-B-Magneten von außen nach innen stark zunehmen, kommen im Spurkammersystem unterschiedliche Detektortypen zum Einsatz. Zur Begrenzung der Belegungsdichte müssen die inneren Detektoren eine höhere Granularität aufweisen.

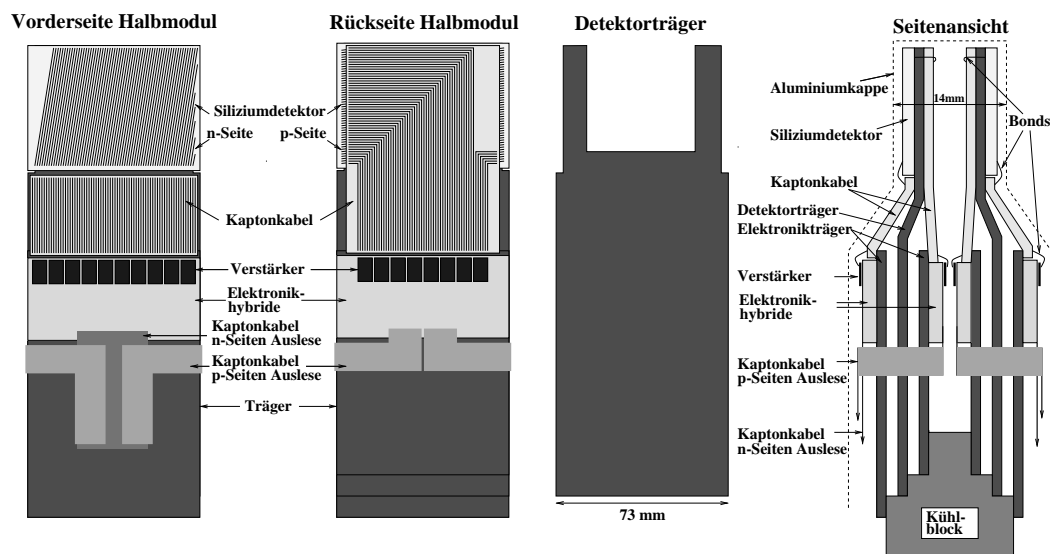


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung eines Vertexdetektormoduls

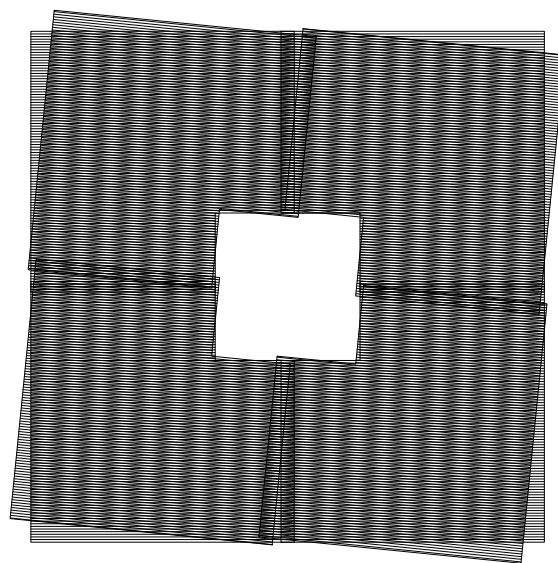


Abbildung 2.7: Geometrie der MSGC

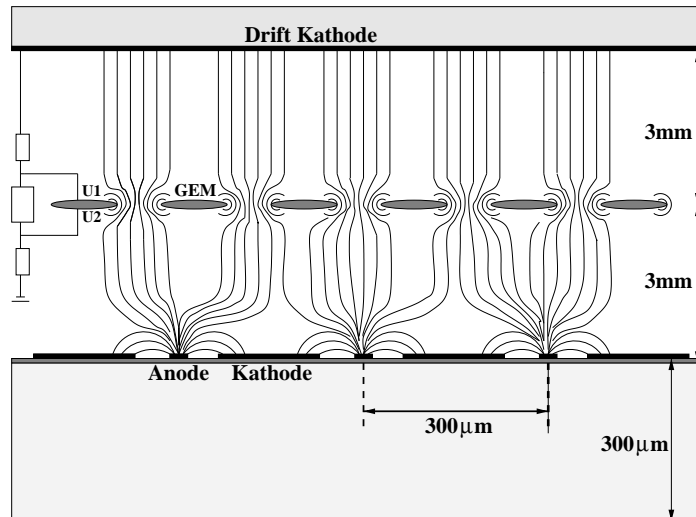


Abbildung 2.8: Prinzip der GEM-MSGC

Im Abstand bis zu 30 cm vom Protonenstrahl werden als *inneres Spurkammersystem Mikrostreifen-Gaszähler (MSGCs für Micro Strip Gaseous Chambers)*, eingesetzt. Der Aufbau einer Superlage ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Jeder der vier Quadranten besitzt eine Fläche von  $30 \times 30 \text{ cm}^2$ . In der Mitte befindet sich die Aussparung für das Protonenstrahlrohr. Eine Verdrehung einiger Lagen auf  $\pm 5^\circ$  ermöglicht die Messung von insgesamt drei Projektionen.

Die wesentlichen Elemente der MSGCs zeigt Abbildung 2.8 im Querschnitt. Außerdem ist der Verlauf der elektrischen Feldlinien skizziert. Die Detektorstreifen sind auf ein Glas-Substrat aufgetragen, über dem sich eine 6 mm dickes Driftvolumen befindet. Dessen Glasabdeckung trägt die Drift-Kathode.

Um die Ionisation als Folge eines Teilchendurchgangs nachzuweisen, ist eine Gasverstärkung von etwa 3000 nötig. Diese darf nicht nahe der Anode stattfinden, da es sonst unter der von Hadronen geprägten Strahlenbelastung im HERA-B-Einsatz zu Funkenüberschlägen kommt, die die Elektroden zerstören. Die bei HERA-B verwendeten MSGCs setzen deshalb die so genannte *GEM-Folie* ein, die in der Mitte des Driftvolumens eine Gasverstärkung von etwa 20 bewirkt. Es handelt sich dabei um eine perforierte, kupferbeschichtete Isolatorfolie. Die erhöhte Feldstärke im Bereich der Löcher bewirkt die Verstärkung des Ionisationsschauers. Durch diese Vorverstärkung kann die Kathodenspannung bei gleicher Gasverstärkung um einige 100 V gesenkt und damit das Risiko eines Funkenüberschlags stark verringert werden.

### 2.3.3 Das äußere Spurkammersystem

Die Anordnung der Superlagen des äußeren Spurkammersystems ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Es gibt sieben Superlagen im Einfluss des magnetischen Feldes (MC01–



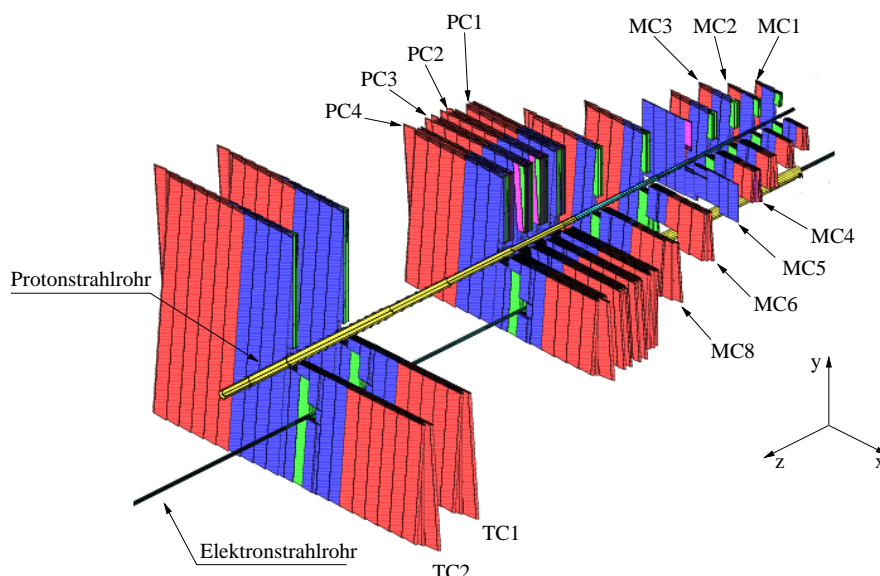


Abbildung 2.9: Aufbau des äußeren Spurkammersystems (aus Nör99);  
Der  $(x > 0, y > 0)$ -Quadrant ist nicht gezeichnet.

MC06, MC08). Protonenstrahl-abwärts vom Magneten befinden sich zunächst die Superlagen des so genannten *Pattern Trackers* (PC01–PC04) und dann die Triggerlagen TC01 und TC02. Die Bedeutung dieser Bereiche wird in den Abschnitten über das Triggersystem und über die Ereignisrekonstruktion erläutert. Jede Superlage besteht aus mehreren Modulen, deren Ausmaße zwischen  $80 \times 120 \text{ cm}^2$  und  $4.5 \times 6 \text{ m}^2$  liegen.

Die Driftzellen weisen einen wabenförmigen Querschnitt auf (vgl. Abbildung 2.10). Ihre Wände bestehen aus gefalteter *Pokalton-Folie*. Im inneren, Protonenstrahl-nahen Bereich werden Module mit einem Zelldurchmesser von 5 mm eingesetzt, außerhalb liegt der Zelldurchmesser bei 10 mm.

Der eingezeichnete Durchgang eines geladenen Teilchens habe Signale an den beiden durchquerten Zellen ausgelöst. In die Skizze sind die aus der Zeitverzögerung feststellbaren Driftdistanzen eingezeichnet. Die Trajektorie muss beide Kreise berühren. Die Zeitmessung erfolgt mit einer Präzision von etwa 0.5 ns. Die Koordinatenauflösung der Treffer wird bei  $\sigma \approx 200 \mu\text{m}$  liegen.

### 2.3.4 Ringabbildender Čerenkov-Zähler

Seitenansicht schematisch dargestellt. Der RICH dient der Teilchenidentifikation. Seine optischen Elemente bilden parallele Lichtstrahlen in einen Punkt ab. Die kegelförmig ausgesandte Čerenkov-Strahlung von Teilchen, die sich mit einer größeren Geschwindigkeit als das Licht durch ein Medium bewegen, wird zu Kreisen abgebildet.

Der Aufbau des Systems ist in Abbildung 2.11 in der Es besteht aus einem Ra-

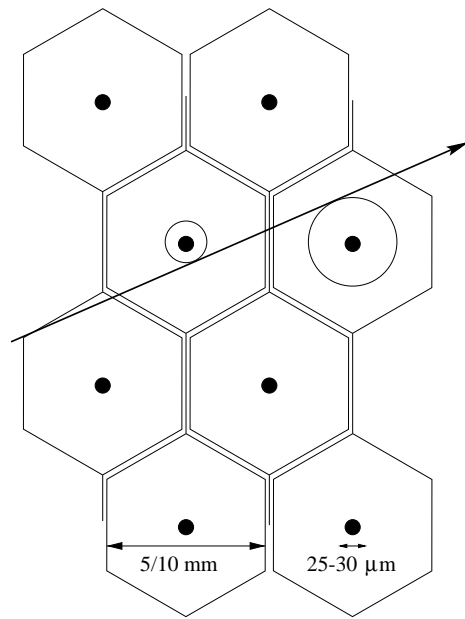


Abbildung 2.10: Anordnung der Zellen im äußeren Spurkammersystem. Die Drähte sind als „●“-Symbole gezeichnet.

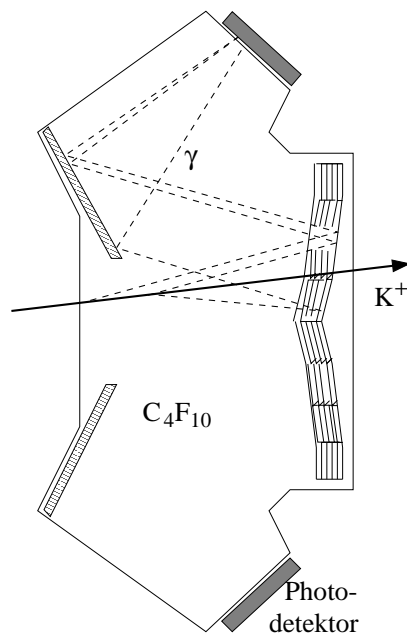


Abbildung 2.11: Aufbau des RICH

diatortank mit einem Volumen von etwa  $100\text{ m}^3$ , der mit dem Gas  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  gefüllt wird. Außerhalb befinden sich oben und unten je ein Photodetektorsystem zur Identifizierung der Kreise.

Der Cosinus des Čerenkov-Winkels  $\theta_C$  verhält sich invers proportional zur Teilchengeschwindigkeit:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} \quad . \quad (2.3)$$

Hier sind  $\beta$  die Geschwindigkeit des Teilchens relativ zur Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $n$  der Brechungsindex des verwendeten Mediums.

Das Zentrum eines gefundenen Kreises zeigt die Richtung der Spur beim Durchqueren des RICH an, so dass eine Zuordnung zu den in den Spurkammern rekonstruierten Spuren möglich ist. Mit der Zuordnung sind Impuls und Geschwindigkeit bekannt und ein Schluss auf die Teilchenmasse ist möglich. Im vollständigen HERA-B-Aufbau erwartet man bei Spuren bis zu  $90\text{ GeV}$  eine  $K$ - $\pi$ -Trennung von  $3\sigma$  ( $\text{H}^+95$ ).

### 2.3.5 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter, im Folgenden „*ECAL*“ genannt, befindet sich etwa  $13\text{ m}$  vom Target entfernt. Es besteht aus einem inneren, mittleren und äußeren Bereich. Um die Belegungsdichte der Zellen zu begrenzen, nimmt die Granularität von außen nach innen in zwei Schritten zu. Die mechanische Konstruktion ist in Abbildung 2.12 skizziert. Die einzelnen Module sind als Quader sichtbar. Der Aufbau eines Moduls im inneren Bereich ist in Abbildung 2.13 dargestellt. Es enthält  $5 \times 5$  Zellen. Das Modul besteht aus alternierenden Schichten aus Szintillatormaterial und Absorber („Sandwich“-Bauweise), die in der so genannten „Shashlik“-Bauweise von Plastik-Wellenlängenschieber-Fasern durchzogen sind.

Im inneren Bereich besteht der Absorber aus einer W-Ni-Fe-Legierung, im mittleren und äußeren Bereich wird Blei eingesetzt.

Elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen erzeugen im Absorber einen *Schauer* von Elektronen und Photonen. Diese regen die Szintillatoren an, deren Licht über die Wellenlängenschieber-Fasern an Photoelektronen-Vervielfacher weitergeleitet wird. Die dort zu messende Ladung lässt auf die im Absorber deponierte Energie schließen. Ein Schauer erstreckt sich über mehrere Zellen und ist so als so genannter *Cluster* nachweisbar.

## 2.4 Das Triggersystem

Der Detektor wird mit der Rate der Protonenpaket-Durchgänge von  $10\text{ MHz}$  ausgelesen. Wie bereits in Abschnitt 2.2 begründet, enthalten die so gemessenen Ereignisse die Signale von im Mittel etwa vier Proton-Nukleon-Wechselwirkungen.

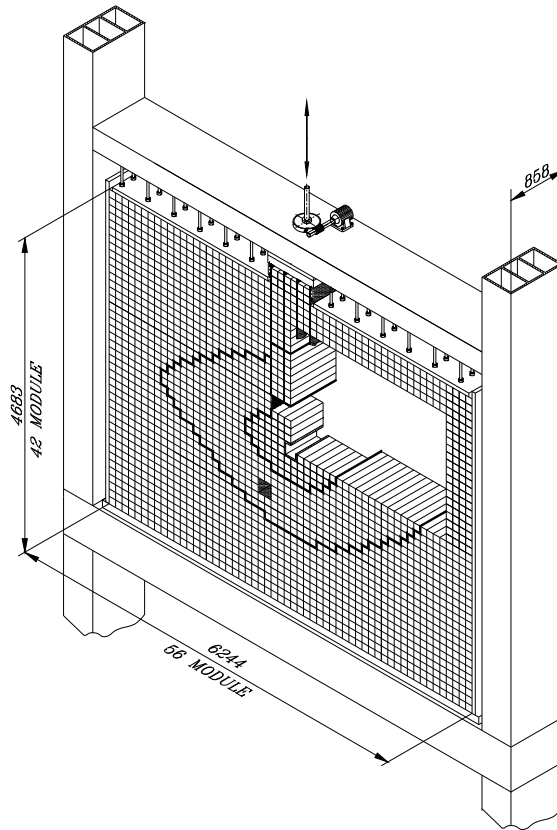


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des mechanischen Aufbaus des elektromagnetischen Kalorimeters (Vorderseite). Zur Illustration der Tiefe sind im Bereich  $(x < 0, y > 0)$  einige Zellen nicht gezeichnet. Innerer, mittlerer und äußerer Bereich sind durch eine dickere Linie getrennt.

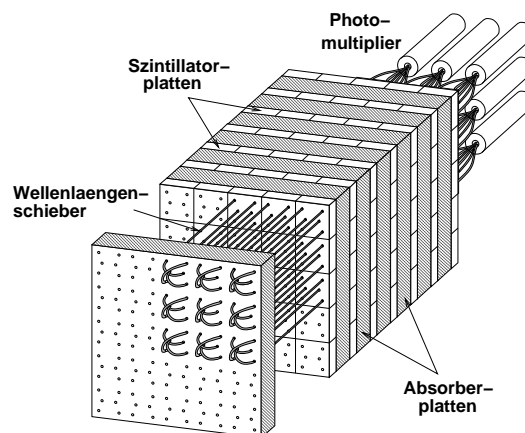


Abbildung 2.13: Aufbau eines Moduls im inneren ECAL-Bereich

Das Hauptziel des Triggersystems ist es, den „goldenen Zerfall“  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S \rightarrow \ell^+ \ell^- \pi^+ \pi^-$  zu selektieren und dabei die Ereignisrate von 10 MHz um etwa 200000 auf höchstens 50 Hz zu reduzieren. Dazu werden zunächst Ereignisse mit einem Zerfall  $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$  gesucht. Der Anteil der  $B \rightarrow J/\psi$ -Zerfälle an diesen Ereignissen ist mit  $10^{-5}$  sehr gering. Aus diesem Grund kann der Trigger die direkt erzeugten  $J/\psi$  unterdrücken, indem er einen  $B \rightarrow J/\psi$ -Zerfallsvertex fordert, welcher inkompatibel zum Primärvertex ist.

Der Trigger besteht aus vier Stufen zunehmender Komplexität und abnehmender Eingangsrate. Das vollständige System wird folgende Eingangsrate, Latenzzeiten und typische Unterdrückungsfaktoren aufweisen:

Stufe	Eingangsrate	Latenzzeit	Unterdrückungsfaktor
1	10 MHz	10 $\mu$ s	200
2	50 kHz	7 ms	100
3	500 Hz	100 ms	10
4	50 Hz	4 s	2.5

Die einzelnen Stufen unterscheiden sich in der zur Verfügung stehenden Information, der verwendeten Technologie und ihrer Flexibilität.

## 2.4.1 Triggervorstufen

Ein Triggersignal kann durch eine von drei verschiedenen Triggervorstufen (*Pretrigger*) eingeleitet werden:

- Elektromagnetischer Cluster mit hoher transversaler Energie im Kalorimeter,
- Spuren im Myondetektor,
- Signale im so genannten *High- $p_t$* -Detektor, die auf Teilchen mit hohem Transversalimpuls hindeuten.

Die ECAL-Triggervorstufe wird ausgelöst, wenn in einem  $(3 \times 3)$ -Bereich von ECAL-Zellen eine Gesamtenergie von

$$E > K_{\text{trig}} \cdot \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{\sqrt{x^2 + |y^3|/\text{cm}}} \right)$$

auftritt.  $R$  bezeichnet den Abstand der zentralen Zelle vom Protonenstrahl,  $x$  und  $y$  sind ihre Koordinaten.  $K_{\text{trig}}$  ist ein Parameter des Triggers, der im Bereich von etwa 500 GeV·cm bis 1000 GeV·cm liegt. Zusätzlich wird gefordert, dass die zentrale Zelle mehr als die Hälfte der Gesamtenergie beiträgt.

Die Myon- und High- $p_t$ -Triggervorstufen leiten ein Triggersignal ein, wenn über Koinzidenzen hintereinanderliegender Detektorlagen eine Spursignatur erkannt wird. Die High- $p_t$ -Kammern liegen innerhalb des magnetischen Feldes. Ihre Triggervorstufenlogik wählt ausschließlich Koinzidenzen aus, die eine gerade Spur mit einem großen Winkel zum Protonenstrahl und damit einen hohen Transversalimpuls anzeigen.

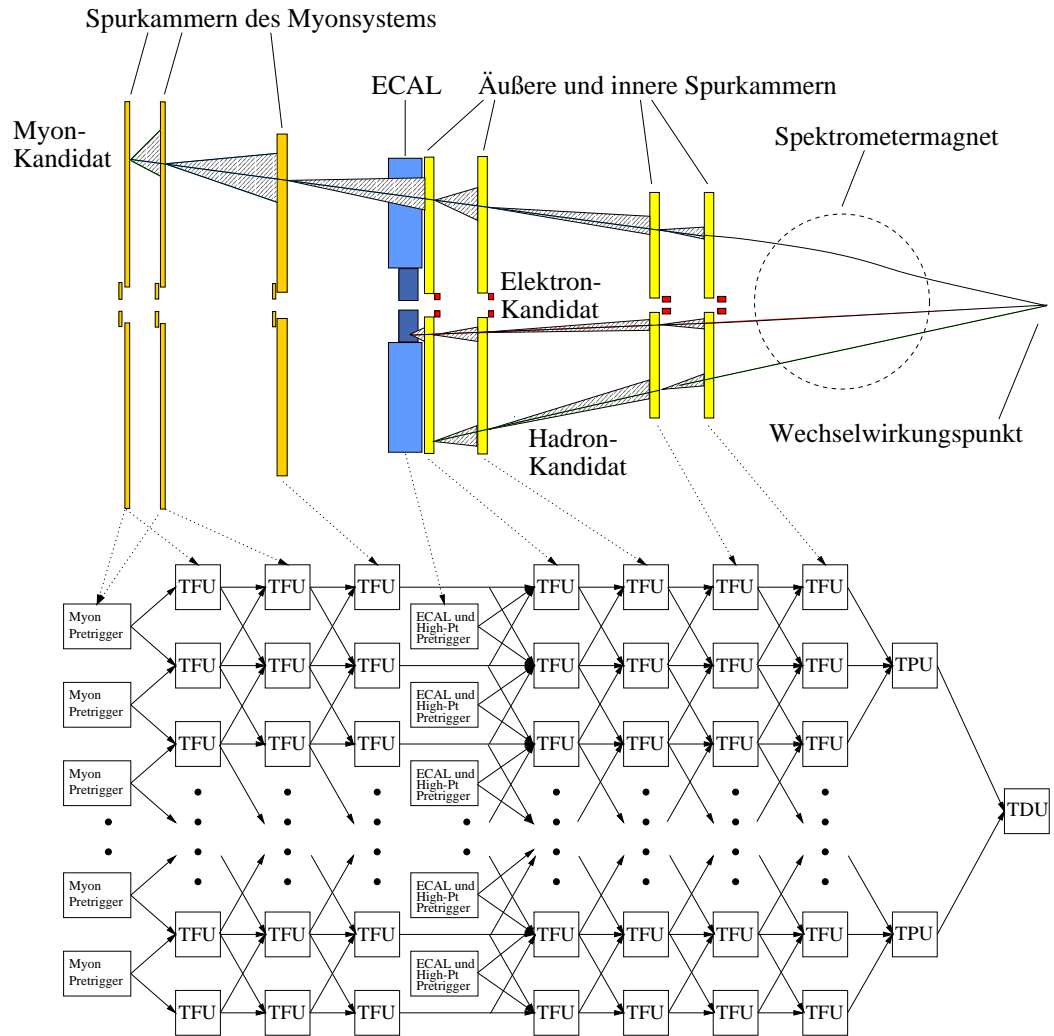


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung der ersten Triggerstufe

## 2.4.2 Erste Triggerstufe

Die erste Triggerstufe übernimmt die Signale der Vorstufe und sucht bestätigende Treffer in den Triggerlagen des Spurkammersystems. Diese sind die oben erwähnten PC01, PC04, TC01 und TC02 des äußeren sowie die zugehörigen Superlagen des inneren Spurkammersystems. Da die erste Triggerstufe in jeder Lage eine genau festgelegte Anzahl von Treffern finden muss, bestehen die Triggerlagen zur Erhöhung der Effizienz aus doppelten Detektorlagen, die für den Trigger „oder“-verknüpft werden. In der ersten Triggerstufe werden die Hit-Koordinaten der äußeren Spurkammern ausschließlich aus den Draht-Positionen bestimmt.

In den Spurparameter-Einheiten (*TPU* für *Track Parameter Units*) werden daraus die kinematischen Eigenschaften der Spuren abgeleitet, welche in der Triggerentscheidung

dungs-Einheit (*TDU* für *Trigger Decision Unit*) zu einem Triggersignal verarbeitet und als „zu prüfende Bereiche“ (*Regions of Interest, RoI*) an die nächste Triggerstufe übermittelt werden. Die Triggerentscheidungs-Einheit ist in der Lage, den Impuls aus der Ablenkung im Magnetfeld abzuschätzen, und einen Schnitt auf die invariante Masse von Spurpaaren durchzuführen.

Die Rohdaten von 128 Ereignissen werden in den so genannten *Frontend Modulen* parallel gespeichert. Das bedeutet, dass spätestens nach 128 Protonenpaketchurchgängen die Triggerentscheidung gefallen sein muss. Die Latenzzeit der ersten Triggerstufe ist damit etwa 10  $\mu$ s. Die erforderliche Leistungsstärke erreicht man durch Einsatz von spezialisierten Prozessoren, die sich auf den Detektormodulen befinden und deren Vernetzung dem Informationsfluss der Spursuche entspricht. Dieses Schema ist mit der Zuordnung zu den Detektorlagen in Abbildung 2.14 dargestellt. Die Triggervorstufen können eine Spursuche entlang der Spurfindungs-Einheiten in Richtung des Targets auslösen. Wenn ein Signal bis zur letzten Detektorlage des Triggers (rechts im Bild) läuft, wird es an die Spurparameter-Einheit weitergereicht, welche den Stoßparameter (*Impact Parameter*) der linear zum Target extrapolierten Spur berechnet. Zwei solcher Spuren können bei Erfüllung einer Massenbedingung in der Triggerentscheidungs-Einheit ein Triggersignal der ersten Stufe auslösen.

### 2.4.3 Zweite und dritte Triggerstufe

Die zweite Triggerstufe benutzt die Information aus der ersten Stufe, um zusammen mit zusätzlichen Detektorsignalen genauere Kenntnis über die von der ersten Stufe gefundenen Teilchen zu erlangen. Sie benutzt die Kammern des inneren und äußeren Spursystems hinter dem Magneten, um die von der ersten Stufe übermittelten Spurparameter zu bestätigen oder die Annahme einer geladenen Spur zu widerlegen. Im äußeren Spurkammersystem werden nun auch die Driftzeit-Information zur genaueren Koordinatenmessung genutzt. Die Spurparameter werden auf den Bereich vor dem Magneten extrapoliert und die Spuren durch den Silizium-Vertex-Detektor verfolgt. Weiterhin kann die zweite Triggerstufe eine Vertexanpassung der zwei Spurkandidaten ausführen. Wenn sich die Spuren als inkompatibel zu einem gemeinsamen Vertex erweisen, kann die  $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$ -Hypothese verworfen werden.

Diese Triggerstufe ist als Prozessorfarm auf Basis der *Intel-x86*-Prozessorfamilie implementiert, und besteht im vollständigen Aufbau aus etwa 240 einzelnen PCs (GM98), die mit dem Betriebssystem *Linux* ausgestattet sind. Ihre Verbindung zu den Frontend Modulen wird über den so genannten *Second Level Buffer (SLB)*, in dem sämtliche Daten des Ereignisses zwischengespeichert werden, hergestellt. Der SLB ist über den „*Switch*“ mit dem PCI-Bus<sup>3</sup> der Rechner der zweiten Triggerstufe verbunden. Diese können gezielt die benötigten Informationen des SLB abrufen. Sowohl der Second Level Buffer, als auch der Switch basieren auf digitalen Signalprozessoren

---

<sup>3</sup>PCI ist ein Standard-Bussystem, welches in seiner ursprünglichen Form eine Bandbreite von 133 MByte/s erlaubt.

vom Typ *SHARC*, von denen insgesamt etwa 1100 eingesetzt sind.

Für ein von der zweiten Triggerstufe akzeptiertes Ereignis werden im *Event Building*-Schritt alle Daten aus dem SLB in einem Knoten der zweiten Triggerstufe gesammelt. Auf diesem Knoten stehen damit erstmals alle Daten des Ereignisses zusammen zur Verfügung und können von der dritten Triggerstufe ausgewertet werden. Ihr Zweck ist die Auswahl von interessanten Ereignissen, die nicht die  $J/\psi$ -Vertex-Bedingungen der zweiten Triggerstufe erfüllen, wie beispielsweise der jeweils semileptonische Zerfall eines  $B$ -Meson-Paares. Die dritte Triggerstufe wird eine schnelle, aber möglichst vollständige Rekonstruktion der Spuren im Vertexdetektor vornehmen, um zusätzliche Sekundärvertices zu suchen (vgl. Sch00).

## 2.4.4 Online-Rekonstruktion auf der vierten Triggerstufe

Die vollständige und endgültige Ereignisrekonstruktion geschieht auf der vierten Triggerstufe. Sie besteht aus 200 Prozessoren derselben Art wie die der Knoten der zweiten Triggerstufe. Im Gegensatz zu diesen arbeiten sie in vollständigen Rechnersystemen üblicher PC-Bauart und besitzen Festplatten und eine Linux-Installation, die übliche Netzwerkdienste bereitstellt.

Die von den Rechnern der zweiten Triggerstufe zusammengesetzten Ereignisse werden auf jeweils einen Knoten der vierten Stufe übertragen, auf dem das HERA-B-Standard-Rekonstruktionsprogramm *Arte*, welches in Abschnitt 2.5.1 beschrieben ist, läuft. Hier wird eine Klassifikation der Ereignisse vorgenommen und bei der finalen Ereignisselektion kann eine weitere Ratenreduktion erzielt werden. Weiterhin werden die Informationen zur Überwachung der Datenqualität und zur Kalibration und Geometrie-Ausrichtung gesammelt und an die zur Auswertung vorgesehenen Rechner weitergeleitet. Da diese Daten essentiell für die Triggerleistung ist, müssen die Prozeduren mit einer geringen Latenzzeit, also *online* ausgeführt werden.

Die rekonstruierten Daten werden an einen zentralen Rechner, den so genannten *Logger* weitergeleitet und von dort auf Festplatten und später auf Magnetband gespeichert. Es wird eine Rate der zu speichernden Ereignisse von 20 Hz angestrebt. Die Größe eines Ereignisses wird etwa 100 kByte betragen, so dass 2 MByte in der Sekunde und etwa 20 TByte im Jahr gespeichert werden müssen.

## 2.5 Ereignisrekonstruktion und -Analyse

Die Ereignisrekonstruktion beginnt mit der Spurrekonstruktion hinter dem Magneten. Die dort gefundenen Spuren werden durch den Magneten verfolgt, wobei der Impuls der Teilchen berechnet wird. Unabhängig davon werden Spuren im Silizium-Vertexdetektor gesucht.

Nach der Spurrekonstruktion werden die Informationen zur Teilchenidentifikation zugeordnet. Spuren mit einem Impuls  $p$  werden als Elektronenspuren identifiziert, wenn ihnen ein ECAL-Cluster mit einer Energie  $E$  zugeordnet werden kann, für den



gilt:  $|E/p - 1| \leq f$ . Der Parameter  $f$  wird nach zu erreichender Effizienz und Reinheit gewählt. Elektronen mit hohem Impuls und kleinem Winkel zur Strahlachse erzeugen außerdem Signale im Übergangsstrahlungsdetektor, was zu einer Verbesserung der Elektronenidentifikation im Bereich hoher Belegungsdichten führt.

Myonen werden identifiziert, indem Spurfortsätze im Myondetektor gesucht werden. Die Unterscheidung von Kaonen und Pionen erfolgt im RICH. Da dieser die Geschwindigkeit der Teilchen misst, kann in Verbindung mit dem bekannten Impuls die Masse berechnet werden.

## 2.5.1 Die HERA-B-Rekonstruktions- und Analyseumgebung *Arte*

Die gesamte HERA-B-Rekonstruktion und -Simulation findet in der Programmumgebung *Arte* (Alb96) statt. *Arte* verwaltet die Ereignis- und Konfigurationsdaten über ein relationales Datenbankmodell. Zusammengehörende skalare Größen werden zu Strukturen zusammengefasst, von denen eine lineare Folge als Tabelle (*ArteTable*) verwaltet wird. Die Verwaltung der Tabellen im Rechnerspeicher geschieht über Zebra (CZ93), die persistente Speicherung über das spezielle HERA-B-Format *GPACK* und die *Berkeley Database* (ber99).

Die Rekonstruktionsprogramme werden als Module innerhalb von *Arte* sukzessiv aufgerufen. Sie greifen auf denselben Satz von Tabellen zu und füllen sie mit den rekonstruierten Daten, welche in Dateien geschrieben werden können. Programme zur Detektorkalibration und zur Ausrichtung der Geometrie laufen ebenfalls in *Arte*.

Die Rohdaten liegen als so genannte *Digits* vor. Die Spurrekonstruktion arbeitet mit so genannten *Hits* („Treffern“). Die Interpretation der Rohdaten und die Umwandlung in die Detektorsystem-unabhängigen Hits obliegt Detektorsystem-spezifischen Modulen. Diese müssen die Detektorparameter zur Ausrichtung und zur Kalibration berücksichtigen, um die Hits in allgemeingültigen Koordinaten anzugeben.

Im inneren und äußeren Spurfindungssystem wird das Rekonstruktionsprogramm *Ranger* (Man97a) verwendet. Für die Mustererkennung im Vertexdetektorsystem stehen zwei Programme zur Verfügung: *Cats* (KM94) und *Holmes* (Sch99b). *Ranger* und *Holmes* kombinieren zunächst die Hits einzelner Detektorlagen, um Spursegmente, so genannte *Keime* zu bilden. Diese werden in die anderen Lagen fortgesetzt und nach bestätigenden Hits gesucht. Neu zugeordnete Hits verbessern dabei die jeweils aktuellen Spurparameter. *Cats* (*Cellular Automaton Tracking for the VDS*) benutzt den Algorithmus des zellularen Automaten, um kompatible Spursegmente zwischen einzelnen Detektorlagen auszuwählen.

Die Cluster im Kalorimeter werden mit *Care* (Vil97) rekonstruiert. *Care* sucht nach zusammenhängenden Zellen, in denen eine gewisse Energie deponiert worden ist und errechnet den Eintrittspunkt der Spur in das Kalorimeter über eine Analyse der Clusterform.

Die graphische Darstellung der gemessenen und rekonstruierten Daten geschieht über das Modul *Prism* (Man97b). Dieses erlaubt zweidimensionale Projektion der Detektorgeometrie sowie der gemessenen und rekonstruierten Informationen.

## Monte-Carlo-Simulation

Zur Generierung simulierter Ereignisse werden die Programme *Pythia* (Sjo94) und *Fritiof* (Pi92) verwendet. Dabei simuliert *Pythia* die Erzeugung und den Zerfall von Hadronen mit schweren Quarks auf der Basis der Proton-Nukleon-Wechselwirkung. *Fritiof* simuliert die Effekte der Atomkerne des Targets. Die beiden Programme werden von *Arte* kombiniert. Die möglichen Methoden der Kombination sind in (IKL99) dargestellt. Für jedes Ereignis wird zuerst *Pythia* aufgerufen. Dieses simuliert die Wechselwirkung des HERA-Protons bei  $E = 920$  GeV mit einem ruhenden Nukleon des Targets. In der Fragmentation über „Ketten“ entstehen unter anderen schwere Quarks. Teile der Ketten können gelöscht werden, um mit der neu zu verteilenden Energie mit *Fritiof* eine Proton-Kern-Wechselwirkung zu simulieren. Folgende Modi der Fragment-Auswahl sind möglich:

1. Nur die erste Generation der Fragmente, die die schweren Quarks enthalten, werden beibehalten.
2. Alle Fragmente, die sich im Ruhesystem der Kette mit dem schweren Quark in dieselbe Hemisphäre wie das Quark selbst bewegen, werden beibehalten („halbierte Ketten“).
3. Nur die kollidierenden Partonen werden benutzt. Nach der Fragmentierung werden nur die Produkte der schweren Quarks beibehalten („unabhängige Fragmentation“).
4. Alle Fragmente von Ketten, die ein schweres Quark enthalten, werden beibehalten („ganze Ketten“).
5. Das vollständige *Pythia*-Ereignis wird benutzt, es bleibt keine Energie übrig, um die Proton-Kern-Wechselwirkung zu simulieren.

Nach der Auswahl der weiterzuverwendenden Teilchen des *Pythia*-Ereignisses wird mit *Fritiof* die Proton-Nukleon-Wechselwirkung mit der angepassten Strahlenergie und einem unversehrten Kern simuliert. Die verschiedenen Modi unterscheiden sich in der Multiplizität und der Korrelation der entstehenden Teilchen. Ihre Realitätstreue in diesen Aspekten wird später an gemessenen Daten untersucht werden müssen.

Für die Simulation wird *Geant* in der Version 3.21 benutzt (B<sup>+</sup>94). Es läuft innerhalb von *Arte* und die Ergebnisse werden im *Arte*-Format gespeichert. Die so erzeugten Dateien können sehr ähnlich den gemessenen Daten weiterverarbeitet werden. Die von *Geant* erzeugten Monte-Carlo-Durchstoßpunkte der Spuren (*MIMPs* für *Monte Carlo Impact Points*) werden zur Rekonstruktion bei der „Digitalisierung“ in Detektorhits oder simulierte Rohdaten umgewandelt.

## 2.5.2 Ereignisanalyse

Das Analyseprogramm *Clue* ist in Anhang B beschrieben. Es handelt sich um eine Programmbibliothek, die sowohl direkt im Anschluss an die Spurrekonstruktion innerhalb der *Arte*-Umgebung, als auch unabhängig davon benutzt werden kann. Es wurde nach Prinzipien der *Objekt-Orientierung* gestaltet. Die Erstellung des Programmpakets stellt einen wesentlichen Teil des Beitrags dieser Arbeit zum HERA-B-Projekt dar. An dieser Stelle soll nur eine kurze Übersicht der wichtigen Eigenschaften von *Clue* gegeben werden.

### Teilchenkonzept und Teilchenselektion

Die Analyse geschieht auf Basis eines *Teilchenkonzeptes*. Die rekonstruierten Spuren oder Photonkandidaten werden mit einer Annahme über ihre Art verknüpft. Diese Annahme wird bei weiteren Rechnungen, beispielsweise Massenberechnungen, berücksichtigt.

Es können Muster der Teilchenidentifikation und Zerfallsmuster definiert werden. Diese können auf Daten angewendet werden und bei simulierten Daten automatisch mit der *Monte-Carlo-Wahrheit* in Zusammenhang gebracht werden.

### Rechnen mit Vektoren

Es stehen sowohl die räumliche Position der Spuren, als auch die Impulse der Teilchen als Lorentzvektoren zur Verfügung. Die Rechnungen werden in einer Syntax beschrieben, die an die mathematische Notation angelehnt ist.

### Systematische Kombination von Listenelementen

Listen von Teilchen können in einer Syntax kombiniert werden, die der Schleifensyntax der Programmiersprache entspricht. Eine temporäre Liste konstanter Länge enthält dabei die aktuelle Kombination. Zueinander inkompatible Spuren werden nicht kombiniert.

### Vertex-Rekonstruktion

Zu rekonstruierten Teilchen können Vertices bestimmt werden. Mutterteilchen können wie die übrigen Teilchen weiterverwendet werden. In der Vertex-Anpassungsrechnung können zur Verbesserung der Auflösung Randbedingungen für invariante Massen von Teilchenkombinationen berücksichtigt werden.

### Dateiformat

Die Ereignisse können in einem Format gespeichert werden, welches auf die typischen Zugriffsmuster in der Teilchenphysik optimiert ist.

## 3 Ereignisrekonstruktion der Frühjahr-1999-Datennahme

Die Datennahmeperiode von Januar bis Mai 1999 bot die Gelegenheit, Geometrie-, Kalibrations- und Rekonstruktionsstudien an dem erst teilweise aufgebauten Detektor zu betreiben. Das Ziel war die Etablierung eines  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Signals. Die dazu benutzten Detektorkomponenten waren der Silizium-Vertex-Detektor und das elektromagnetische Kalorimeter. Da keine weiteren Spurdetektoren zwischen diesen Komponenten benutzt wurden, wurde zur besseren Zuordnung der Signale der HERA-B-Magnet nicht eingeschaltet. Die Impulsmessung der Elektronen erfolgte über die Energiemessung im Kalorimeter.

### 3.1 Aufbau des Silizium-Vertex-Detektors und des elektromagnetischen Kalorimeters im Frühjahr 1999

Der Vertexdetektor bestand aus vier Stationen mit jeweils zwei bestückten Quadranten. Von den acht Superlagen des vollständigen Detektors existierten Teile der dritten bis sechsten Superlage (SI03 bis SI06). Diese und das zumeist benutzte Target „*Inner II*“ sind in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Jede Station bestand aus zwei bis vier Detektorlagen, so dass eine Spur maximal 14 Hits erzeugen konnte, also drei bis vier in jeder Projektion. Die Spurrekonstruktions-Programme *Cats* und *Holmes* standen zur Verfügung. Die in Abbildung 3.2 oben links erkennbare Detektorlage („Quadrant 409“) konnte nicht zur Mustererkennung verwendet werden, da sie außerhalb der geplanten Akzeptanz lag und die sie durchquerenden Spuren deshalb höchstens drei Hits haben konnten.

Die drei Zonen des Kalorimeters sind in Abbildung 3.1 zu erkennen. Etwa 80% des inneren und mittleren elektromagnetischen Kalorimeters war mit Ausleseelektronik bestückt. Es waren elf Triggervorstufen-Einheiten eingebaut.

Die außerdem abgebildeten Lagen des äußeren Spurkammersystems wurden für die folgenden Studien nicht verwendet, weil es zur Zeit der Datennahme nur wenige Lagen gab, so dass eine Spurrekonstruktion nicht sinnvoll war.

Ein rekonstruiertes Ereignis ist in Abbildung 3.3 und 3.4 gezeigt. Im Vertexdetektor sind die Hits in den vier verschiedenen Projektionen sichtbar. Das Ergebnis der *Holmes*-Mustererkennung ist in Form heller Linien zwischen den Siliziumlagen

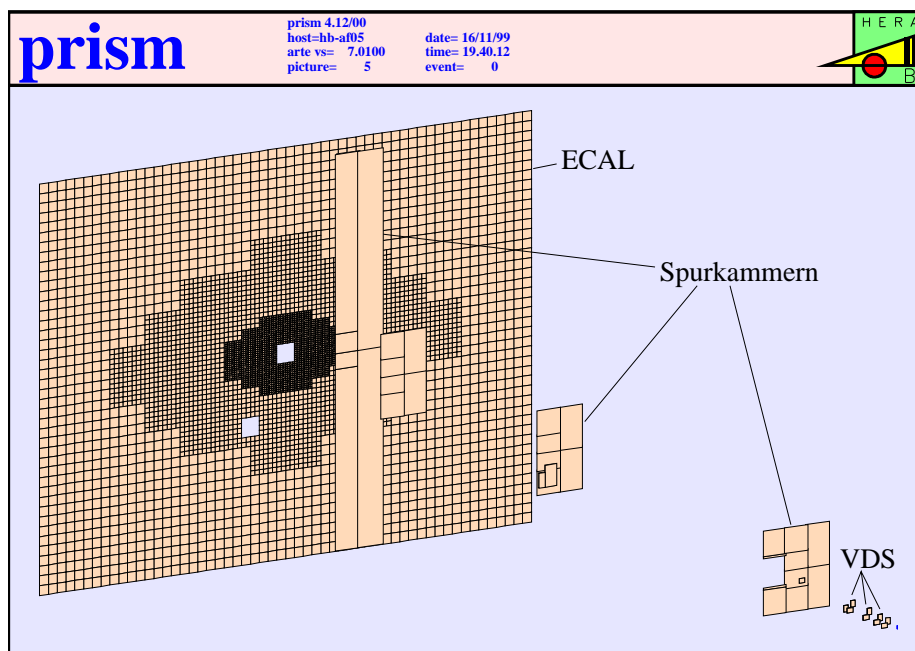


Abbildung 3.1: Vertex-Detektor-System, äußeres Spurfindungssystem und elektromagnetisches Kalorimeter zur Frühjahr-1999-Datennahme

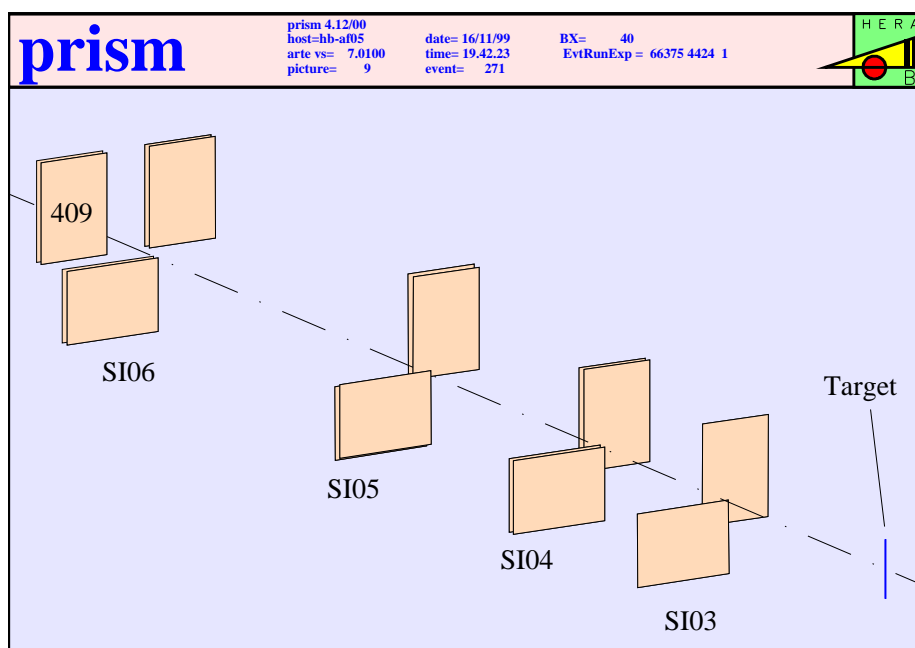


Abbildung 3.2: Ausschnittsvergrößerung VDS von Abbildung 3.1

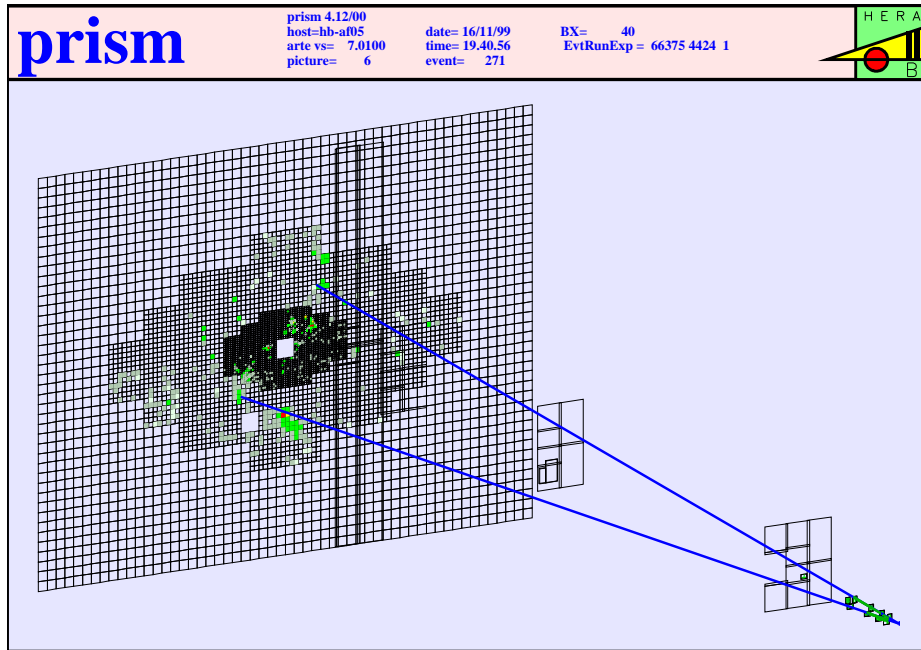


Abbildung 3.3: Beispiel-Ereignis der Frühjahr-1999-Datennahme

dargestellt. Die zum Target und ECAL verlängerten dunklen Spuren wurden auf die in Abschnitt 4.5.1 beschriebene Weise rekonstruiert.

## 3.2 Datenfluss und Trigger-System im Frühjahr 1999

Die Triggerlagen des äußeren und inneren Spurkammersystems und die erste Triggerstufe (FLT) waren noch nicht vorhanden, weshalb die Triggervorstufenentscheidungen direkt an die zweite Triggerstufe gemeldet werden mussten. Diese bekam keine Ortsinformationen der auslösenden ECAL-Zellen (RoI) der Triggervorstufe und musste für jedes von der Vorstufe ausgelöste Ereignis sämtliche Cluster des Kalorimeters rekonstruieren, um eine weitere Triggerentscheidung zu treffen. Die folgenden Einstellungen wurden für die im folgenden benutzten Messungen verwendet:

Triggervorstufe:	eine ECAL-Zelle mit einer transversalen Energie $E_T > 1.1 \text{ GeV}$ entspricht einer Clusterenergie von $E_{T,\text{Cluster}} \approx 1.35 \text{ GeV}$
Zweite Triggerstufe:	zwei ECAL-Cluster mit $E_T > 1.0 \text{ GeV}$ Invariante Masse $m \geq 2.2 \text{ GeV}$

Durch die Triggerbedingungen konnte auf den einzelnen Stufen folgende Ratenreduktion erreicht werden:

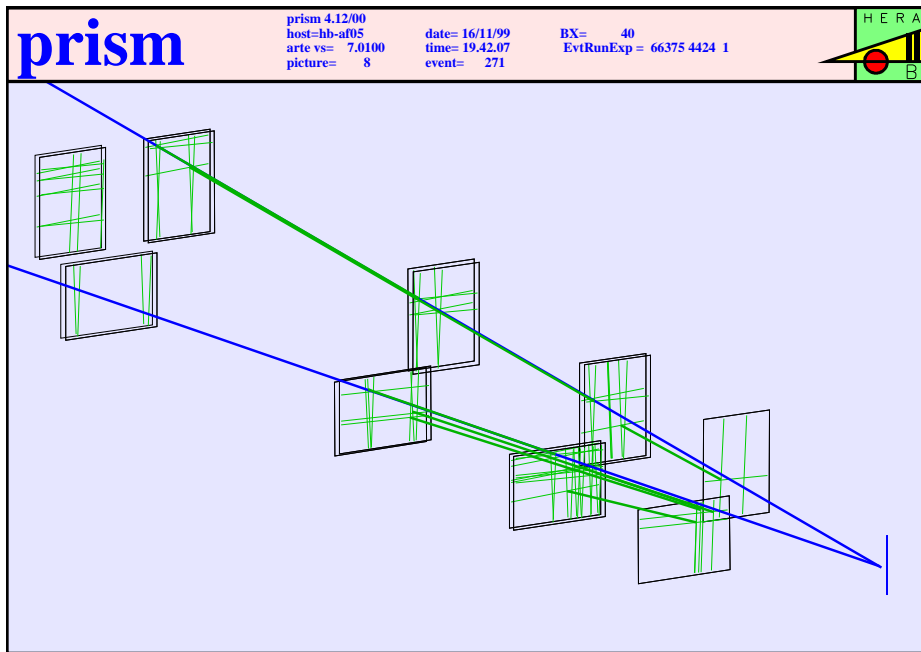


Abbildung 3.4: Beispiel-Ereignis (Ausschnittsvergrößerung Silizium-Vertex-Detektor)

Wechselwirkungsrate:	5 MHz
Triggervorstufen-Ausgang:	2 kHz
Eingang zweite Triggerstufe:	600 Hz
Ausgang zweite Triggerstufe:	30 Hz

Von den für den späteren vollständigen Detektor nötigen über 100 Rechnerknoten der zweiten Triggerstufe wurden für die beschriebenen Messungen lediglich 40 benutzt. Weil für jedes von der Triggervorstufe ausgelöste Ereignis sämtliche Cluster des Kalorimeters rekonstruiert werden mussten, erlaubte die Bandbreite der zweiten Triggerstufe keine höhere Rate als 600 Hz. Deshalb konnten nicht alle von der Vorstufe ausgelösten Ereignisse verarbeitet werden.

### 3.3 Bestimmung der Detektorkonstanten

Vor der weiteren Analyse müssen die Parameter der beteiligten Detektorkomponenten intern optimiert werden. Es muss eine Kalibration der im ECAL gemessenen Energien und die Ausrichtung der Vertexdetektorlagen gemessen werden. Die Anpassung der Lagenbeschreibung wird im Folgenden mit dem üblicheren Begriff „*Alignment*“ bezeichnet.

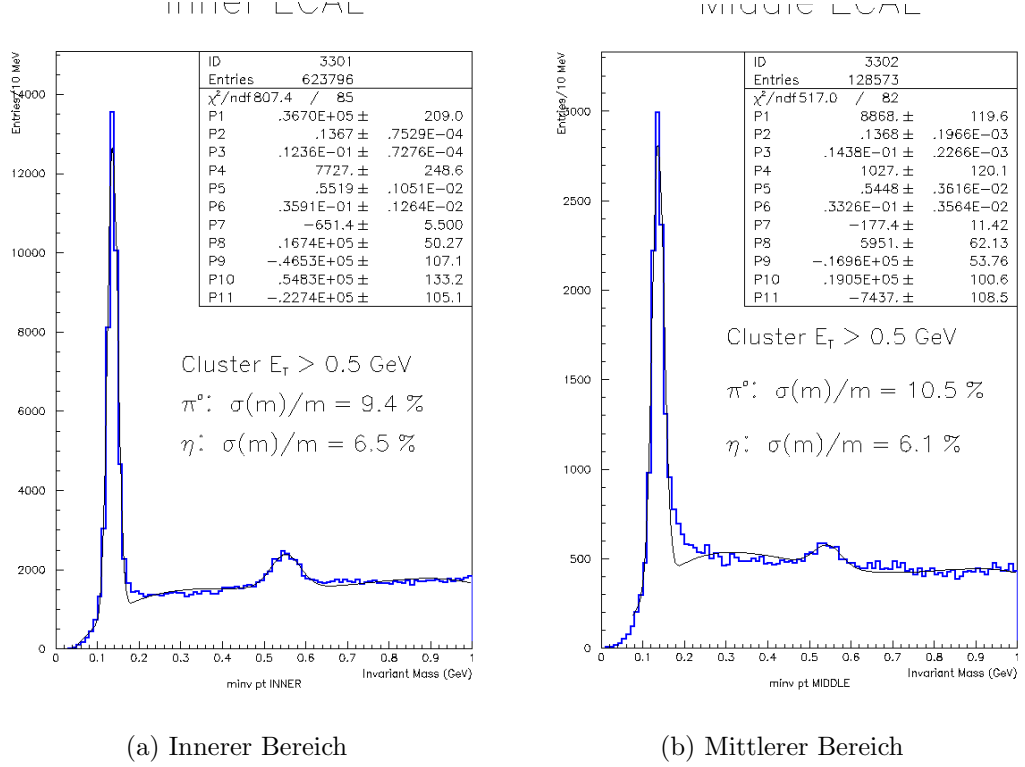


Abbildung 3.5: Breite des  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Signals als Ergebnis der ECAL-Kalibration (aus Zoc99b)

### 3.3.1 ECAL-Kalibration

Die Cluster wurden mit der Kalorimeterkalibration der zentralen ECAL-Datenbank rekonstruiert. Die Kalibration nutzt zunächst die radiale Symmetrie des Energieflusses aus. Im nächsten Schritt wird die gemessene Energie so korrigiert, dass die Energiebreite des  $\pi^0$ -Signals minimal wird. Der größte Teil der defekten Zellen wurde schon vor der Rekonstruktion ausmaskiert.

Die Qualität der Kalibration wird an der Verteilungsbreite der gefundenen  $\pi^0$ -Massen gemessen. Die Verteilung ist in Abbildung 3.5 für den inneren und mittleren Bereich des ECAL dargestellt. Es wurden die invarianten Massen von Clusterpaaren aufgetragen, bei denen jeder eine transversale Energie von mindestens 0.5 GeV hat. Das  $\pi^0$ -Signal sowie das  $\eta$ -Signal treten dann klar hervor. Die Anpassungsrechnungen ergeben  $m_{\pi^0} = (136.7 \pm 0.1)$  GeV und  $m_{\eta} = (551.9 \pm 1.0)$  GeV.

Die relative Breite des  $\pi^0$ -Signals ist 9.4%. In (Vil99) wird erläutert, wie die Ausgleichsrechnung im inneren Kalorimeterbereich die relative Ungenauigkeiten der Energie der  $\pi^0$ -Photonen von 5.7% bis 7.6% und des Winkels von 3.2% bestimmen konnte. Der daraus zu erwartende Massenfehler ist 7.1%, was nur geringfügig unter



der sichtbaren Breite des  $\pi^0$ -Signals liegt.

### 3.3.2 Internes Alignment des Vertexdetektor-Systems

Der Alignmentprozess des Vertexdetektors wird in (Sch99b) beschrieben. Es handelt sich um eine dreistufige Prozedur.

Im ersten Schritt wird ein „Globalalignment“ ausgeführt, welches annimmt, dass alle Spuren von einem einzigen Punkt ausgehen. Es werden hier Daten von einem einzeln eingesetzten HERA-B-Target verwendet. Die Verteilung der Stoßparameter in der Target- $z$ -Ebene weist für jedes Detektorlagenpaar Häufungspunkte der richtigen Kombinationen auf. Die Beschreibung der Lagen wird so korrigiert, dass alle Häufungspunkte im Rahmen der Messgenauigkeit auf die nominellen Targetposition verschoben werden.

Im zweiten Schritt werden die Kombinationen, die auf das Target zeigen, mit den Hits weiterer Detektorlagen in Verbindung gebracht. Die Abstände ihrer Verlängerungen in die  $z$ -Ebene der Lagen müssen einen Häufungspunkt aufweisen. Die Beschreibung der Lagen wird iterativ so korrigiert, dass die Häufungspunkte bei null liegen.

Auf dem so gefundenen Alignment kann die reguläre Mustererkennung stattfinden. Die Spurresiduen können analysiert werden und für eine Feinkorrektur der Detektorlagenbeschreibung benutzt werden. Die Auswirkung der gedachten Verschiebung der Lagen auf die Spurresiduen ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

Der mechanische Aufbau erlaubt, die so gefundenen Detektorlagen-Positionen nach VDS-Fahrbewegungen bis auf wenige Mikrometer zu reproduzieren. Ein einmal gefundenes Alignment kann so für die folgenden Datennahmen verwendet werden, sofern die Sollpositionen der Vertexdetektorlagen gleich bleiben.

## 3.4 Verwendete Datensätze

Für die folgenden Analysen wurde der *HERA-B-Run* 4424 vom 3. April 1999 benutzt. Er enthält 376421 Ereignisse, die bei einer nominellen Wechselwirkungsrate von 5 MHz erzeugt wurden. Für die Rekonstruktion wurde die HERA-B-Standard-Programmumgebung *ARTE* in der Version 02-06-r3 verwendet, mit dem Kalorimeter-Rekonstruktionsprogramm *CARE* und der Vertexdetektorrekonstruktion *Holmes*. Die Spuren wurden rekonstruiert auf der Basis des internen Vertexdetektor-Alignments von *HERA-B-Run* 4154. Zur Analyse wurden ausschließlich *Clue*-Dateien verwendet.

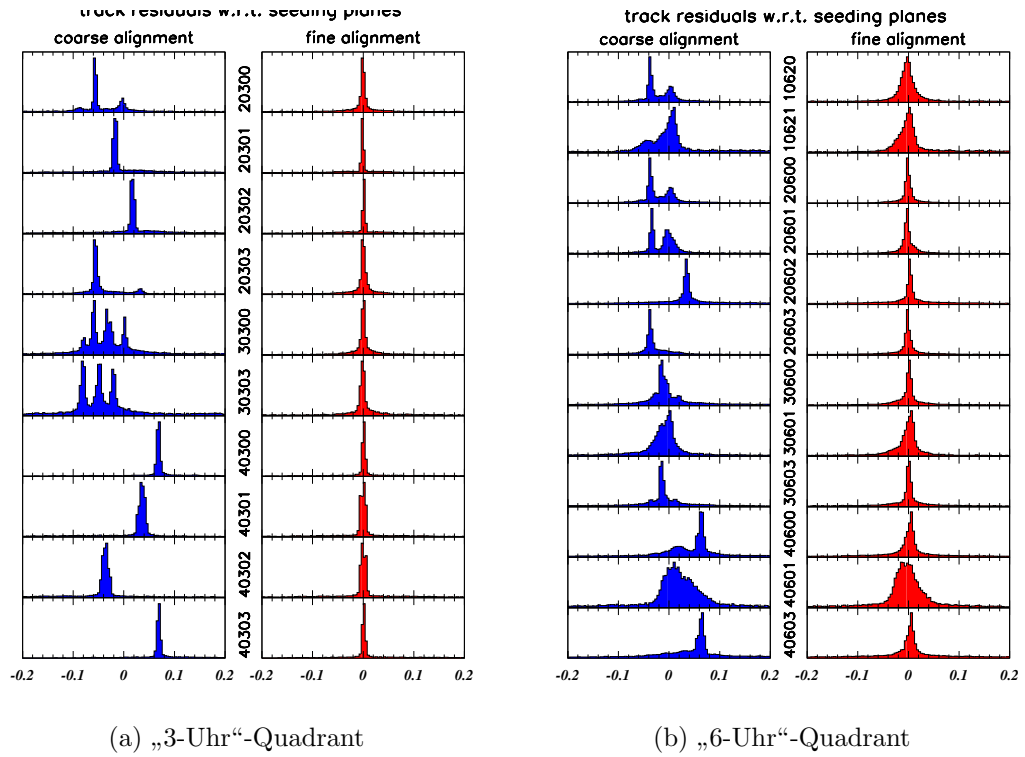


Abbildung 3.6: Verschiebung der VDS-Spurrestiden beim Alignment-Prozess (aus Sch99b). Die ursprüngliche Lage ist dunkel, die alignierte Lage hell ausgefüllt. Die Einheit der  $x$ -Achse ist 1 cm, die der  $y$ -Achse ist beliebig.

## 4 Kombination der VDS- und ECAL-Signale

Dieses Kapitel beschreibt die Analyse der relativen Ausrichtung des Vertex-Detektor-Systems und elektromagnetischen Kalorimeters während der Frühjahr-1999-Datennahme. Dabei wird die zu erreichende Auflösung untersucht. Die hier gewonnenen Erkenntnisse konnten später auf die Kombination anderer HERA-B-Komponenten übertragen werden.

### 4.1 Auswahl der Spuren und Cluster

Zur Verbesserung des Korrelationssignals zwischen den Daten der Detektorkomponenten können Qualitätskriterien benutzt werden. Diese unterdrücken fehlerhafte Ergebnisse der Mustererkennung und Signale von Teilchen, die nicht dem verwendeten Spurmodell folgen, weil sie beispielsweise in Sekundärwechselwirkungen entstanden sind. Im hier untersuchten Fall der Frühjahr-1999-Datennahme geht das Modell von geraden Bahnen aus.

#### 4.1.1 VDS-Spuren

Der HERA-B-Frühjahr-1999-Aufbau enthielt erheblich weniger VDS-Lagen als der spätere vollständige Detektor. Die verringerte Redundanz der Spurmessung mit Hilfe des Teildetektors hat eine vergrößerte Rate von fehlerkannten, nicht realen Spuren (so genannte „Geisterspuren“) zur Folge. Diese können zum großen Teil durch die Anwendung der *Target-Bedingung* ausgeblendet werden. Abbildung 4.1 zeigt die Parameter der Spuren bei der Target- $z$ -Position. Das Target ist deutlich sichtbar bei  $x = (0.7 \pm 0.1)$  cm und  $y = (-0.1 \pm 0.1)$  cm. Außerhalb dieses Bereichs variiert die Verteilung nur wenig, wobei die Veränderungen von der unterschiedlichen Belegungsichte der Detektorlagen herrühren. Diese Spuren sind größtenteils Geisterspuren, welche im Mustererkennungsprozess erzeugt worden sind. Ein Teil dieser Spuren ist in einer Projektion korrekt, so dass sich die typischen Bänder mit der Steigung des Stereowinkels  $\pm 2.5^\circ$  ergeben. Eine Monte-Carlo-Studie hat die Verteilung der Geisterspuren reproduziert (Sch99b).

Ein weiteres Qualitätskriterium sind ist die Größe  $\chi^2$  aus der Spuranpassung. Zur genauen Analyse der Auflösung muss man die impulsabhängige Vielfachstreuung beachten. Das  $\chi^2$ -Kriterium sollte deshalb erst benutzt werden, nachdem den Spuren ein Impuls zugeordnet worden ist (siehe Abschnitt 4.5.1).

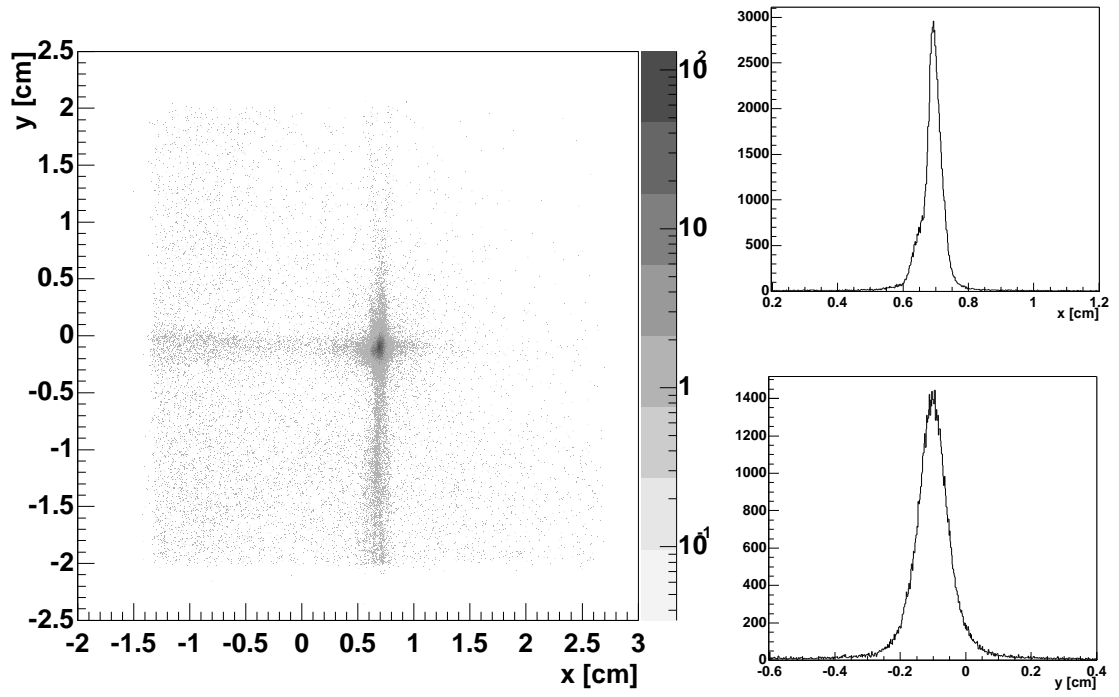


Abbildung 4.1: Parameter der extrapolierten VDS-Spuren bei  $z = z_{\text{target}}$ , zweidimensionale Ansicht sowie  $x$ - und  $y$ -Projektion des zentralen Bereichs. Man beachte die logarithmische Skala der Grauwerte.

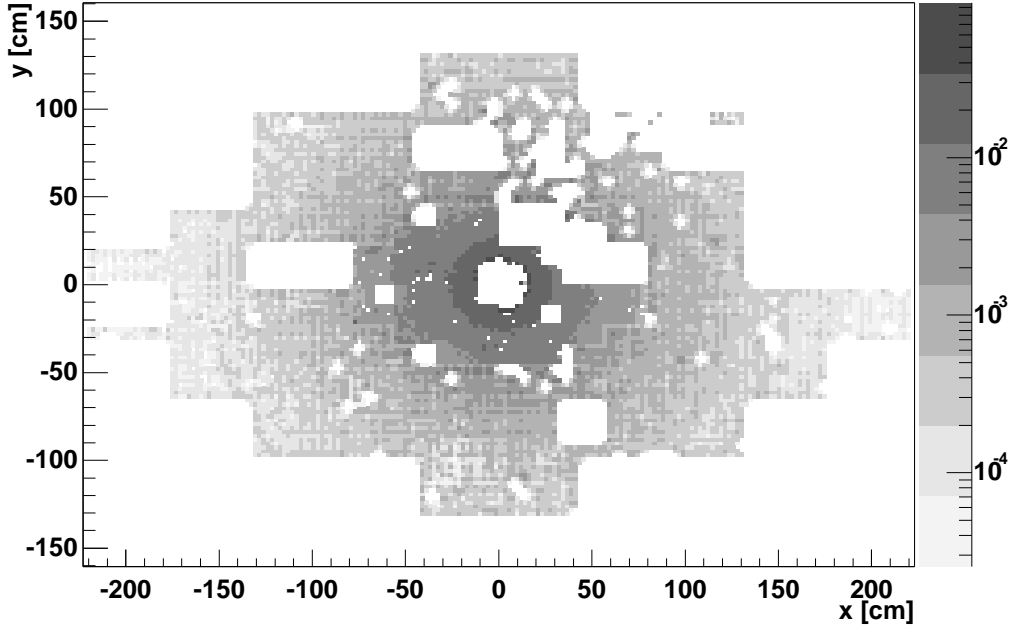


Abbildung 4.2: Mittlerer ECAL-Cluster-Energiefluss eines Ereignisses in  $\text{GeV}/(2.23 \text{ cm})^2$

### 4.1.2 ECAL-Cluster

Das elektromagnetische Kalorimeter misst die Energie von Elektronen und Photonen. Hadronen und Myonen deponieren hingegen im Mittel nur einen kleinen Teil ihrer Energie im Kalorimeter. Abbildung 4.2 zeigt den mittleren Energiefluss der rekonstruierten Cluster eines Ereignisses für den hier untersuchten Datensatz.<sup>1</sup> Es wurden nur Cluster berücksichtigt, die aus mindestens zwei benachbarten Zellen bestehen. Fehlende Elektronik-Einheiten und defekte Zellen erzeugen Löcher in der Verteilung. Da der HERA-B-Magnet während dieser Datennahme ausgeschaltet war, ist die Energieverteilung innerhalb der ECAL-Akzeptanz radialsymmetrisch.<sup>2</sup>

## 4.2 Korrelationen

Die Teilchenbahn wird über den Parametervektor  $\mathbf{p}_z$  beschrieben, der die Position und die Richtung an der Stelle  $z$  angibt. Messungen eines Teilchens in verschiedenen

<sup>1</sup>Die Kantenlänge einer Zelle des inneren Kalorimeters ist 2.23 cm, der Energiefluss wird auf die Zellenfläche von  $(2.23 \text{ cm})^2$  bezogen.

<sup>2</sup>Die Materialverteilung vor dem ECAL führt zu einem unsymmetrischen Einfluss der Vielfachstreuung. Dieser Effekt ist hier zu vernachlässigen.

Detektorsystemen (1) und (2) sollten im Rahmen der Detektorauflösung und der Verschmierung durch Vielfachstreuung, Energieverlust und anderer Sekundärwechselwirkungen zwischen den Komponenten annähernd identisch sein, also

$$\mathbf{p}^{(1)}_z - \mathbf{p}^{(2)}_z \approx \mathbf{0} \quad .$$

Die Verteilung dieses mehrdimensionalen Parameterabstands vieler Teilchenbahnen wird deshalb einen Häufungspunkt aufweisen. Wenn dieser nicht bei null liegt, liegt eine nicht perfekte Ausrichtung der Detektoren vor. Die Differenz ist flacher verteilt für den Fall, dass die Signale nur schwach korreliert sind, insbesondere also, wenn sie von verschiedenen Teilchen stammen.<sup>3</sup>

### 4.2.1 VDS-ECAL-Parameter-Schnittmenge

Das Vertex-Detektor-System misst die Spurparameter und Richtungen der Trajektorien, während das Kalorimeter die Energie und den dreidimensionalen Ort des Clusters bestimmt. Eine angemessene Wahl gemeinsamer Parameter ist der Durchstoßpunkt der Trajektorie durch die Kalorimeter-Ebene  $z = z_{\text{ECAL}}$ . Diese zweidimensionale Größe wird im Folgenden *VDS-ECAL-Residuum*  $\delta = (\delta_x, \delta_y)^T$  genannt werden. Die Verteilung der Residuen aller VDS-Segmente zu allen ECAL-Clustern des jeweiligen Ereignisses sind in Abbildung 4.3 gezeigt. Der Beitrag der korrekten Zuordnung ist deutlich sichtbar und etabliert damit das *Korrelationssignal*.

### 4.2.2 Untergrundschätzung

Zur Analyse des Korrelationssignals ist es notwendig, den kombinatorischen Untergrund zu bestimmen. Die Residuenverteilung von der Kombination von VDS-Segmenten und ECAL-Clustern verschiedener Teilchen kann mittels *Ereignis-Mischung* (*Event mixing*) abgeschätzt werden. Man wählt dazu einen Satz vollständig unkorrelierter Spuren zu einem gegebenen Satz von ECAL-Clustern aus, indem man die Spuren eines anderen Ereignisses benutzt. Wenn die Anzahl der Spuren des gemischten Ereignisses identisch mit der des ursprünglichen ist, bleibt die Anzahl der Kombinationen konstant. Unter der Annahme, dass die Zahl der korrekten Zuordnungen vernachlässigbar gegenüber der aller Kombinationen innerhalb der ungemischten Ereignisse ist, kann man das Signal vom Untergrund trennen, indem man die Residuenverteilung der gemischten Ereignisse subtrahiert. Eine detaillierte Analyse der Ereignismischungs-Methode findet sich in (DFN84).

Zur Verbesserung der Statistik der Untergrundschätzung können dieselben Ereignisse in allerdings verschiedenen Mischungskombinationen mehrfach verwendet werden. Damit wird die Zahl der gemischten Ereignisse vervielfacht.

---

<sup>3</sup>Mögliche Korrelationen verschiedener Teilchen bei ihrer Erzeugung sind bei dieser Analyse, die lediglich gerade Teilchenbahnen untersucht, nicht sichtbar.

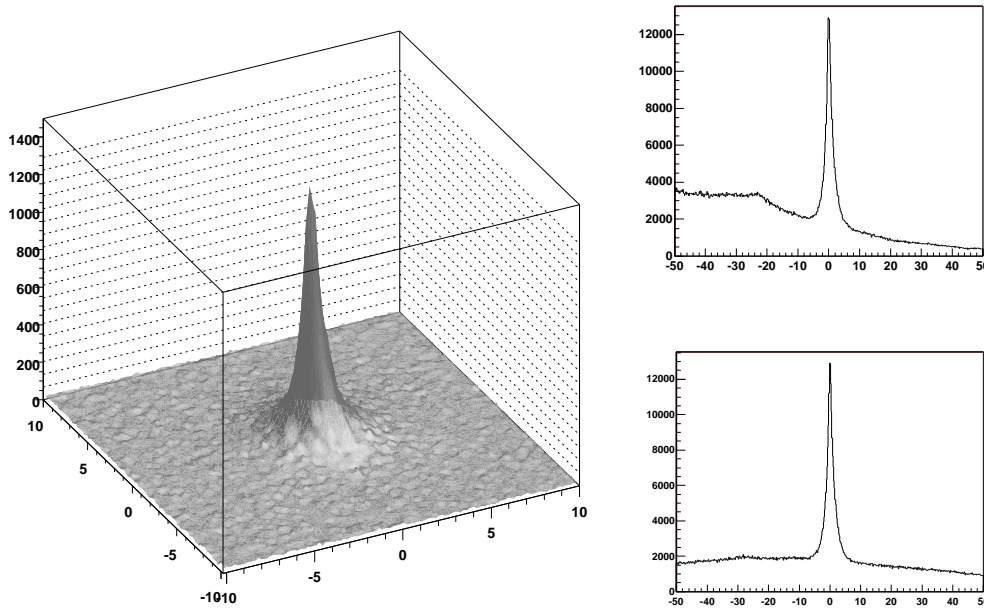


Abbildung 4.3: VDS-ECAL-Residuen in zweidimensionaler Darstellung, sowie  $x$ - und  $y$ -Projektion.

### 4.3 Bestimmung der Alignment-Parameter

Aus der Position des Korrelationssignals können die Parameter des relativen Alignments der beteiligten Detektorsysteme bestimmt werden. Wenn man die Form des Detektorsystem als gegeben betrachtet, sind seine Alignment-Parameter ein Translationsvektor und eine Rotationsmatrix. Im allgemeinen Fall gibt es zusätzliche Korrekturen der Form durch Scherung, Verdrillung und Verzerrung des Detektors

Die Alignment-Parameter der niedrigsten Ordnung können durch die über den gesamten Spurparameter-Raum gemittelten Residuen gefunden werden. Im Fall der vorliegenden zweidimensionalen VDS-ECAL-Residuen können so insgesamt zwei Parameter bestimmt werden. Die nicht zu bestimmenden globalen Parameter werden fixiert,<sup>4</sup> indem die Position des Targets und die Positionen der Cluster als gegeben angesehen werden. Damit hängen die Residuen allein vom Rotationswinkel des gesamten Vertexdetektors um die  $x$ - und  $y$ -Achse ab. Für kleine Winkel ist diese Rotation äquivalent mit einer Scherung um die ( $z = z_{\text{Target}}$ )-Ebene, letztere hat jedoch den Vorteil, dass sich die Richtung der einzelnen Detektorlagen nicht ändert. Der für die Ausgleichsrechnungen günstige Spezialfall von Detektorlagen in der  $xy$ -Ebene kann damit beibehalten werden.

<sup>4</sup>Die Beschreibung einer systematischen Prozedur des Fixierens der externen Freiheitsgrade findet sich in (Man99).

Die Lagen des Vertex-Detektor-Systems in der Geometriebeschreibung des Rekonstruktionsprogramms werden so transformiert, dass die Korrelationssignale — nach der erneuten Spurrekonstruktion — in der  $x$ - und  $y$ -Projektion bei null liegen. Durch folgende Verschiebung der Detektorlagen mit den Koordinaten  $(x, y, z) = (x_i, y_i, z_i)$  erreicht man eine Scherung des Systems um die Ebene  $z = z_0$  und den Winkel  $(\alpha_x, \alpha_y)$ :

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + (z - z_0) \begin{pmatrix} \alpha_x \\ \alpha_y \\ 0 \end{pmatrix} .$$

Die nötigen Winkel  $\alpha_i$  bestimmt man als  $\alpha_i = \bar{d}_i / (z_{\text{ECAL}} - z_0)$  aus den Zentren  $\bar{d}_i$  der Gaußverteilungen der Residuen in der Projektion  $i$ .

Die in den folgenden Betrachtungen benutzten Spuren wurden auf der Basis eines bereits ausgeführten relativen Alignments zwischen VDS und ECAL rekonstruiert. Die Residuen liegen deshalb bei null.

## 4.4 Interpretation der Residuenverteilungsbreiten

Die Breite der Residuenverteilung hängt von der Auflösung der VDS-Spurparameter ab, sowie von der räumlichen Auflösung der ECAL-Cluster. Außerdem werden die Trajektorien nicht exakt dem einfachen Modell gerader Linien zwischen den beiden Detektoren folgen, sondern durch Vielfachstreuung im dazwischenliegenden Material gebogen werden.

Diese Effekte hängen von der Teilchenenergie ab und müssen deshalb anhand der im Kalorimeter gemessenen Energie beurteilt werden. Diese ist für Hadronen lediglich eine untere Grenze der tatsächlichen Energie. In Abbildung 4.5 ist der über eine Simulation gefundene Zusammenhang zwischen der deponierten Energie  $E$  und dem Teilchenimpuls  $p$  dargestellt. Die Kreuze (+) bezeichnen den über alle erzeugten Teilchen gemittelten Impuls des jeweiligen Energiebereichs.

Die Verteilung der gemessenen Energien ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Oberhalb von etwa 30 GeV ist eine Erhöhung gegenüber der steil abfallenden Verteilung kleinerer Energien zu erkennen. Diese wird durch die ECAL-Triggervorstufen erzeugt, welche bei der beschriebenen Datennahme im Bereich des Winkels zum Protonenstrahl von  $\theta \approx 0.04 \text{ rad}$  lagen. Damit werden Cluster oberhalb einer Energie  $E \approx E_t / \theta \approx 1.3 / 0.04 = 32.5 \text{ GeV}$  bevorzugt.

Abbildungen 4.6 und 4.7 zeigen die  $x$ - und  $y$ -Projektionen der Residuen des inneren ECAL-Bereichs für verschiedene Energiebereiche. Vor der Projektion wurde jeweils der geschätzte Untergrund subtrahiert, so dass eine Anpassungsrechnung mit einer Gaußverteilung möglich ist. Die Breiten  $\sigma$  dieser Verteilungen sind in Abbildung 4.8(a) gegen die mittlere Energie des jeweiligen Bereichs aufgetragen.

Die räumliche Auflösung des Kalorimeters verhält sich nach (ISVZ97) wie  $\sigma_x \propto 1/\sqrt{E}$ . Diese Abhängigkeit dominiert die Residuen oberhalb einer Energie von  $E \approx$



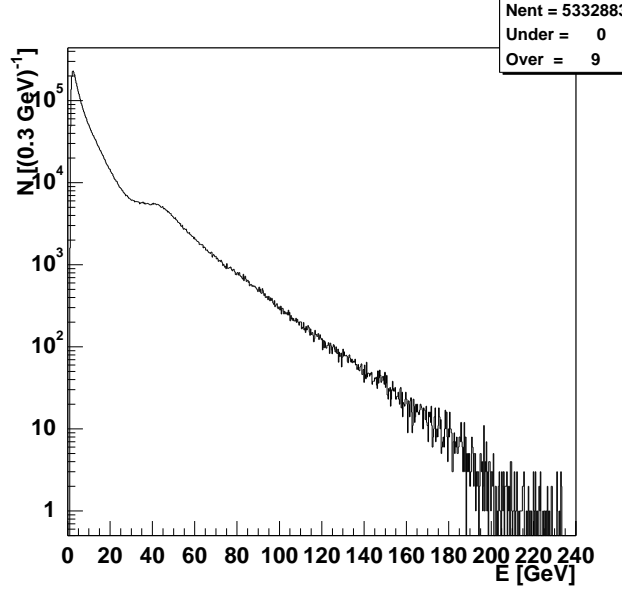


Abbildung 4.4: Energie-Spektrum der ECAL-Cluster. Datennahme mit Trigger auf transversale Energie  $E_t \geq 1.3$  GeV.

2 GeV. Bei kleineren Energien macht sich die Vielfachstreuung vor dem Kalorimeter bemerkbar, welche durch die *Molière Formel* beschrieben werden kann. Danach ist der mittlere Ablenkwinkel impulsabhängig und wird für dünne Streumediten näherungsweise beschrieben durch eine Gaußverteilung der Breite

$$\theta_{\text{proj}} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta p} q \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left( 1 + 0.038 \ln \sqrt{\frac{x}{X_0}} \right) \quad (4.1)$$

mit  $\beta$ ,  $p$  und  $q$  der Teilchengeschwindigkeit, -Impuls und -Ladung,  $x$  der Tiefe des durchquerten Materials und  $X_0$  der Strahlungslänge (vgl. Par98).

Für niedrige Impulse, wie etwa  $p < 2$  GeV, kann die Streuung so stark sein, dass die Zuordnung zum ECAL-Cluster verloren geht. Eine Anpassungsrechnung für  $E > 2$  GeV ergibt folgende Breiten der Verteilung in  $x$ - und  $y$ -Projektion <sup>5</sup>

$$\sigma_{d_x} [\text{cm}] = \frac{1.76 \pm 0.15}{\sqrt{E [\text{GeV}]}} \oplus (0.09 \pm 0.05) \quad , \quad (4.2)$$

$$\sigma_{d_y} [\text{cm}] = \frac{1.73 \pm 0.15}{\sqrt{E [\text{GeV}]}} \oplus (0.08 \pm 0.05) \quad . \quad (4.3)$$

Der energieunabhängige Term ist nicht signifikant von null verschieden und bleibt bis etwa  $E = 400$  GeV kleiner als der energieabhängige. Er wird deshalb in späteren Rechnungen vernachlässigt.

<sup>5</sup>Die eckigen Klammern bedeuten im Folgenden eine Division mit dem Klammerinhalt:  $[a] = 1/a$ .

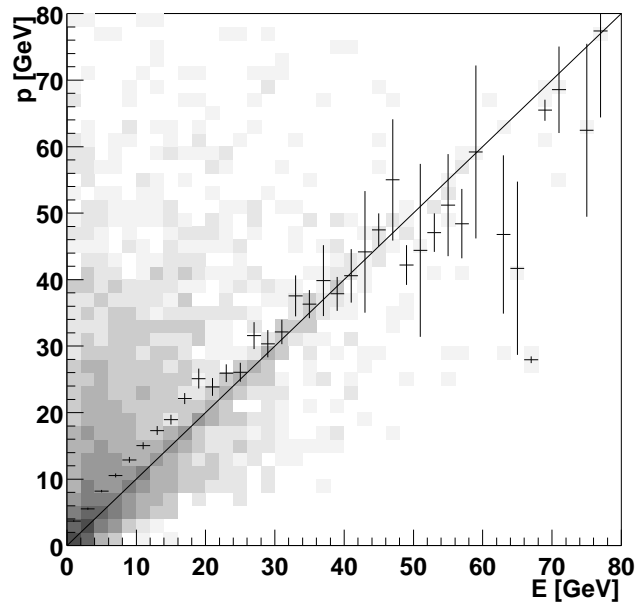


Abbildung 4.5: Vergleich des Teilchenimpulses  $p$  und der im ECAL gemessenen Energie  $E$  in der Simulation. Der mittlere Impuls jedes Energiebereichs ist eingetragen. Die angegebenen Fehler bezeichnen die mit  $1/\sqrt{n}$  gewichtete Streuung.

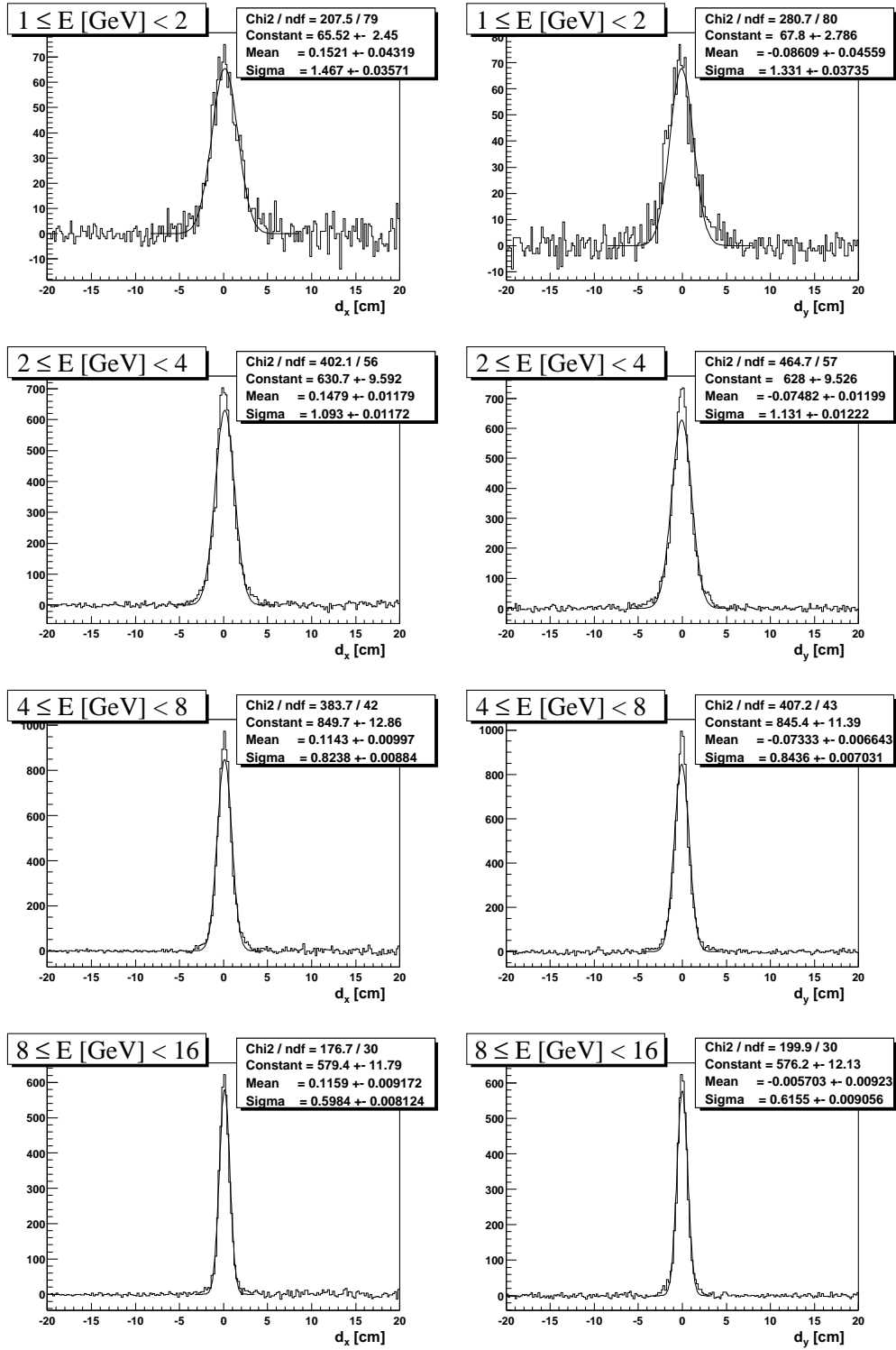


Abbildung 4.6: VDS-ECAL-Residuen für verschiedene Energiebereiche (Teil 1, Ordinate in beliebigen Einheiten)

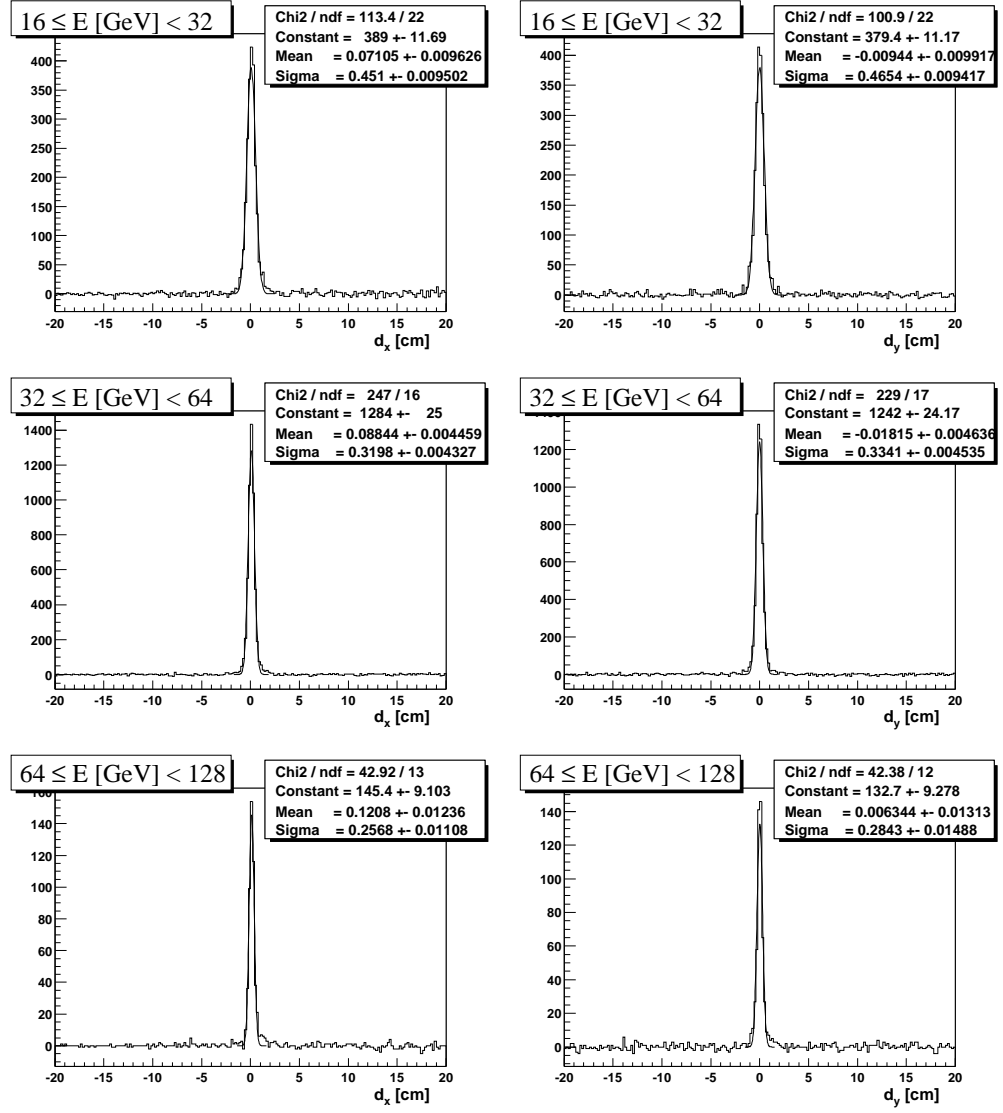


Abbildung 4.7: VDS-ECAL-Residuen für verschiedene Energiebereiche (Teil 2, Ordinate in beliebigen Einheiten)

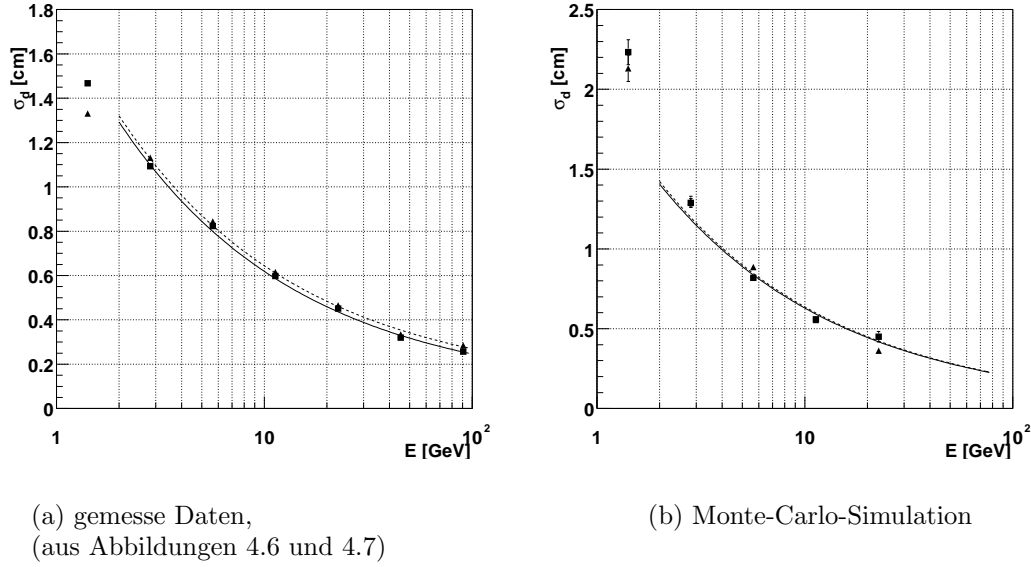


Abbildung 4.8: Breite der Gauß-Anpassung der Residuenverteilungen;  
 ■:  $x$ -Projektion, ▲:  $y$ -Projektion

Dieser Zusammenhang wurde mittels einer Monte-Carlo-Simulation überprüft. Dazu wurde das Verhalten des Detektors für 22000 inelastische Proton-Nukleon-Wechselwirkungen simuliert und rekonstruiert. Die Breiten der Residuen zeigen ein ähnliches Verhalten wie zuvor beschrieben. Ihr Zusammenhang mit der gemessenen Clusterenergie ist in Abbildung 4.8(b) dargestellt. Da hier die Anzahl der untersuchten Ereignisse geringer ist, sind die statistischen Unsicherheiten der Messpunkte größer. Oberhalb von  $E \approx 32 \text{ GeV}$  ist das Signal nicht mehr zu erkennen.

Im Bereich  $1 \text{ GeV} \leq E < 2 \text{ GeV}$  ist die Breite größer als bei den gemessenen Daten. Dieser Bereich spiegelt wegen der Vielfachstreuung sehr empfindlich die Materialverteilung im Detektor wider und zeigt Abweichungen der Simulation von dem wirklichen Detektoraufbau. Die Ausgleichsrechnung der simulierten Ereignisse ergibt

$$\begin{aligned}\sigma_{d_x}^{\text{MC}}[\text{cm}] &= \frac{2.02 \pm 0.03}{\sqrt{E [\text{GeV}]}}, \\ \sigma_{d_y}^{\text{MC}}[\text{cm}] &= \frac{2.00 \pm 0.03}{\sqrt{E [\text{GeV}]}}.\end{aligned}$$

Obwohl in der Simulation nicht exakt die Kalibrationsgrößen der echten Datennahme benutzt wurden, zeigt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung. Für die Anforderungen dieser Analyse ist die hier benutzte Monte-Carlo-Simulation demnach hinreichend geeignet.

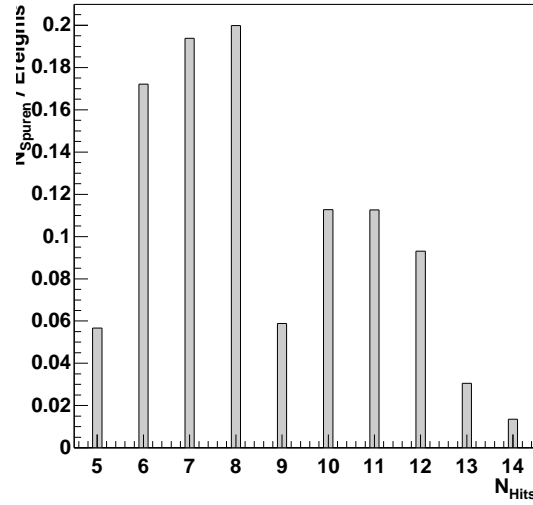


Abbildung 4.9: Anzahl der VDS-Hits jeder Spur aus der Monte-Carlo-Simulation

## 4.5 Parameteranpassung (Refit)

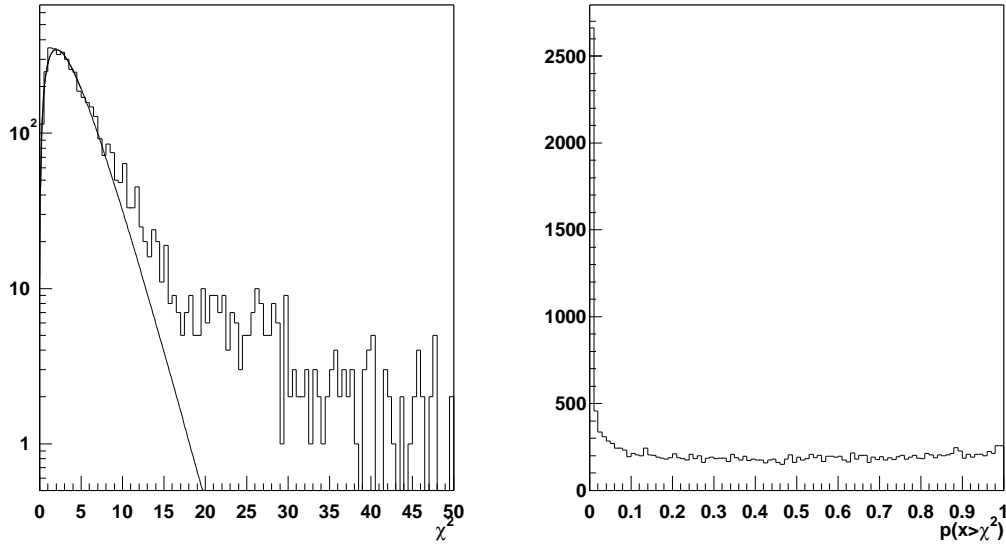
Unter der Annahme von gaußverteilten Fehlern der Hitkoordinaten und einem korrekten, die Vielfachstreuung enthaltenden Spurmodell, folgt die Summe der quadrierten auf die Auflösung bezogenen Abstände zur Spur  $X^2 = \sum_i (d_i / \sigma_{d_i})^2$  einer  $\chi^2$ -Verteilung, genau für den Fall, dass die Zuordnung zwischen Hits und Spuren korrekt ist. Für falsche Zuordnungen ist  $X^2$  im Mittel grösser.

### 4.5.1 Spur-Zuordnung

Der für die Ausgleichsrechnung nötige Teilchenimpuls wird durch die Zuordnung eines ECAL-Clusters zu jeder Spur ermittelt. Dazu werden die Spuren geradlinig bis  $z = z_{\text{ECAL}}$  verlängert und mit dem nächstliegenden ECAL-Cluster verknüpft, sofern dieser im  $3\sigma$ -Bereich der zuvor beschriebenen energieabhängigen Residuenverteilungen liegt. Die so nicht zuzuordnenden Spuren werden nicht weiter berücksichtigt, da sie ohne Impulsinformation nur wenige weiterreichende Studien zulassen.

### 4.5.2 Überprüfung der Hitkoordinaten-Auflösung

Zur Überprüfung der Spur-Anpassungsrechnung wird zunächst die Monte-Carlo-Simulation betrachtet. Die Verteilung der Hitanzahl ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Da das Vertexdetektorsystem nicht voll ausgebaut war, hängt die Anzahl der durchquerten Lagen von den Spurparametern ab, so dass die Hitanzahl der Spuren stark variiert.



(a)  $\chi^2$ -Verteilung der Spuren mit acht Hits in der Simulation

(b) Wahrscheinlichkeitsverteilung für alle VDS-Spuren mit mindestens sechs Hits, die ECAL-Clustern zugeordnet wurden

Abbildung 4.10: Überprüfung der Koordinatenauflösung bei der Spur-Anpassungsrechnung. Die Einheit der Ordinate ist beliebig.

Als Beispiel einer  $\chi^2$ -Verteilung zeigt Abbildung 4.10 die Verteilung für alle Spuren mit genau acht Hits. Die simulierte Hit-Koordinatenauflösung ist  $12\text{ }\mu\text{m}$ . Da die Spuren vier Parameter haben, erwartet man für exakt gaußverteilte Fehler eine  $\chi^2$ -Verteilung mit vier Freiheitsgraden. Deren Normierung wurde im Diagramm über eine Anpassungsrechnung im Bereich von  $[0 \leq \chi^2 \leq 4]$  bestimmt. Es zeigt sich, dass es einen Bereich gibt, in denen die Einträge über der Ausgleichskurve liegen. Sie treten bei größeren  $\chi^2$  auf und entsprechen damit nicht dem Modell von gaußverteilten Fehlern der Hitkoordinaten von geradlinigen Spuren. Auf der rechten Seite ist die Verteilung der Wahrscheinlichkeit des jeweiligen  $\chi^2$  aller Spuren mit mindestens sechs Hits eingetragen. Die nicht der angenommenen Verteilung entsprechenden großen  $\chi^2$  liegen nahe bei null. Bei einer unverzerrten  $\chi^2$ -Verteilung wäre die Wahrscheinlichkeitsverteilung flach. Die  $\chi^2$ -Verteilung der Spuren wird später bei der Analyse der Vertexanpassungen wieder aufgegriffen.

## 4.6 Hinweis auf schwere Quarks in den Daten vom Frühjahr 1999

Die in diesem Kapitel benutzten Daten wurden in verschiedenen Ansätzen zur Suche nach  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Zerfällen benutzt. Die in (Sch99a) beschriebene Analyse soll als neueste hier kurz zusammengefasst werden.

Zunächst wurden acht HERA-B-Runs mit insgesamt etwa  $1.6 \cdot 10^6$  getriggerten Ereignissen ausgewählt. Die Daten wurden einem Qualitätstest unterworfen, der die folgenden Eigenschaften berücksichtigt:

- Anzahl der Vertexdetektor-Spuren pro Ereignis,
- Energiefluss im Kalorimeter,
- Abdeckung des Phasenraums,
- Gleichförmigkeit des mit dem Quadrat des Abstands zum Protonenstrahl skalierten Teilchenflusses.

Mit diesen Kriterien konnten die für die  $J/\psi$ -Suche besten HERA-B-Runs dieser Datennahme-Periode gefunden werden.<sup>6</sup> Auf sie konzentriert sich die Analyse.

Da wegen der geringen Lagenzahl während der Frühjahr-1999-Datennahme die Redundanz des Vertexdetektorsystems sehr gering war, werden die einzelnen VDS-Hits lediglich dazu verwendet, ECAL-Cluster als geladene Spuren oder als Photonen zu bestätigen. Im Gegensatz zur autarken Spurerkennung im Vertexdetektor ist die minimal nötige Anzahl von Hits einer Spur so gering, dass einzelne defekte Auslese-Chips keinen großen Effizienzeinbruch zur Folge haben und außerdem Bereiche des Parameterraums benutzt werden können, in denen Spuren nur wenige Lagen treffen, wie beispielsweise die Spuren, die lediglich die so genannte „Station 409“ treffen.

Entlang der geraden Trajektorie zwischen Primärvertex und ECAL-Cluster wird nach VDS-Hits gesucht. In jeder Detektorlage  $i$  gibt es entweder im Bereich  $\pm d_i$  einen Elektron-bestätigenden Hit  $c_i = 1$  oder, Photon-bestätigend, keinen Hit  $c_i = 0$ .<sup>7</sup> Jede Lage bekommt außerdem ein Gewicht  $w_i$ , welches der Qualität der Signale entspricht. Daraus wird die Größe

$$t = 2 \frac{\sum_i w_i c_i}{\sum_i w_i} - 1$$

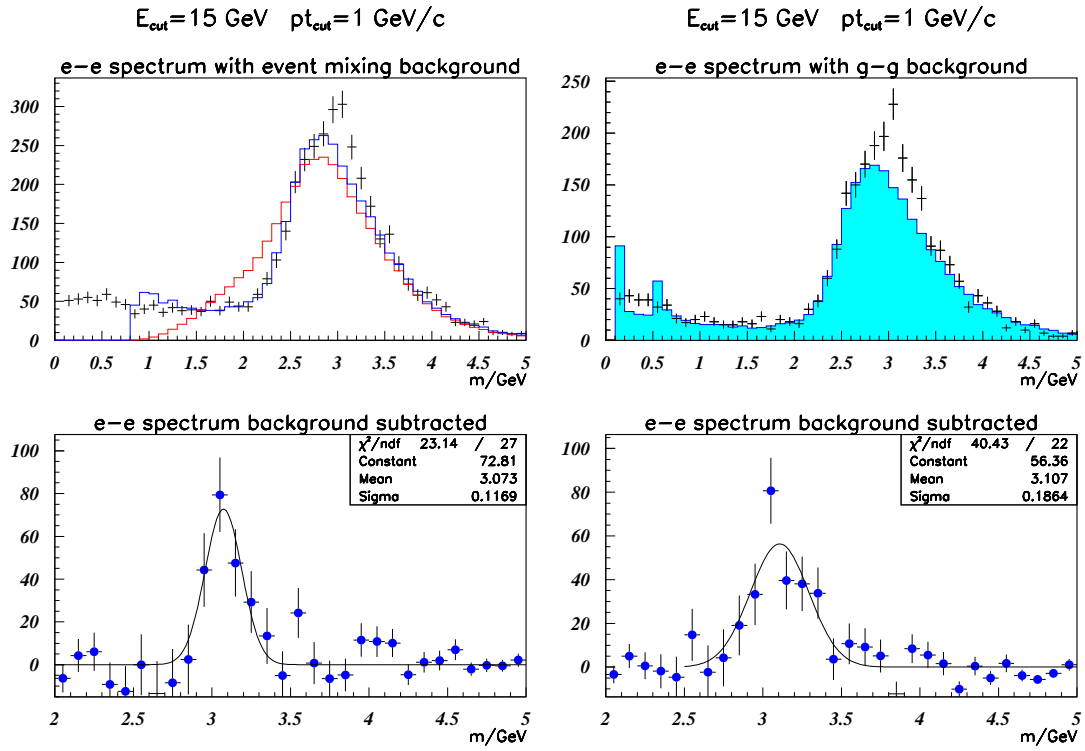
berechnet, die für Photonen negativ und für Elektronkandidaten positiv ist. Im Folgenden werden Cluster mit  $t > 0.5$  als von Elektronen stammend angenommen, Cluster mit  $t < -0.5$  als von Photonen stammend. Letztere werden zur Schätzung des Untergrundes benutzt.

---

<sup>6</sup>Es handelt sich um die Datennahmen 4393, 4424 und 4434 mit insgesamt etwa 670 000 Ereignissen.

<sup>7</sup>In diesem Abschnitt steht die Bezeichnung „Elektron“ auch für „Positron“.





(a) Untergrundbestimmung aus Ereignismischung

(b) Untergrundbestimmung aus  $\gamma\gamma$ -Kombinationen

Abbildung 4.11: Invariante Massenspektren und  $J/\psi$ -Signale aus den Frühjahr-1999-Daten (aus Sch99a). Unten: Differenz von Signal und Untergrund

Das resultierende Massenspektrum ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Das Signalspektrum ist in beiden oberen Diagrammen durch Kreuze (+) gekennzeichnet. Der zu erwartende Untergrund besteht hauptsächlich aus als Elektronen identifizierten Photonen. Zur Untergrundschtzung wird sowohl die Ereignismischung als auch eine Analyse der invarianten Masse von Photonpaaren benutzt. In 4.11(a) gibt die Diagrammlinie die invariante Masse in gemischten Ereignissen an.

Das Massenspektrum der als Photonen identifizierten Cluster ist in Abbildung 4.11(b) als ausgefülltes Diagramm gezeigt. Eine Korrektur für die sonst nur Elektronkandidaten beeinflussende geometrische Akzeptanz des Vertexdetektors ist bereits ausgeführt. Die unteren Diagramme in 4.11 zeigen die Differenz zwischen dem dem Elektron-Massenspektrum und der jeweiligen Untergrundschtzung. Die sehr ähnliche Signalform und Signalgröße belegt die Konsistenz der Studie.

Die Analyse stellt damit in 673562 Ereignissen  $240 \pm 40 \pm 40$   $J/\psi$ -Ereignisse fest, mit einer Masse von  $(3.06 \pm 0.03 \pm 0.02)$  GeV und einer Breite von  $(0.12 \pm 0.04 \pm 0.03)$  GeV. Der jeweils erste Fehler gibt die statistische, der jeweils zweite die systematische Unsicherheit an.

## 5 Rekonstruktion des Zerfalls $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ aus Daten vom Herbst 1999

In diesem Kapitel wird der für HERA-B sehr wichtige Prozess  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  mit dem während der Datennahme im Herbst 1999 noch nicht vollständig aufgebauten Detektor untersucht. Dabei werden die zukünftigen Möglichkeiten der Lebensdauerermessung von Hadronen mit schweren Quarks betont. Die dafür sehr wichtige Ortsauflösung der Vertices steht im Vordergrund.

### 5.1 Aufbau des Detektors

Gegenüber der Frühjahr-1999-Datennahme war der Detektor zur hier beschriebenen Datennahme erweitert. Der Siliziumdetektor war weitgehend eingebaut und ein größerer Teil der ECAL-Triggervorstufenzellen vorhanden. Damit war die Akzeptanz für  $J/\psi$ -Zerfälle deutlich größer als im Frühjahr. Da der Magnet eingeschaltet war, konnten die Impulse der Spuren gemessen werden.

#### Silizium-Vertexdetektor

Die Siliziumlagen *SI04* bis *SI07* enthielten vier bestückte Quadranten. Die Lagen *SI01* bis *SI03* waren in der *L-Form* der Frühjahr-Datennahme ausgestattet. Von *SI08* wurde der obere („0 Uhr“) Quadrant benutzt.

#### Elektromagnetisches Kalorimeter

Für das elektromagnetische Kalorimeter waren 20 Triggervorstufen-Einheiten angeschlossen, die mit 640 Triggerzellen verbunden waren.

#### RICH

Der *Ring-Imaging-Čerenkov*-Zähler erlaubt bei eingeschaltetem Magneten eine autarke Spurrekonstruktion. Diese misst ausschließlich den Winkel der Spur hinter dem Magneten. Bei der Frühjahr-Datennahme war die Mustererkennung von geladenen Teilchen mit niedrigem Impuls erschwert worden, die nun vom Magneten aus dem Detektor heraus abgelenkt wurden. Die gefundenen Spuren können verwendet werden, um neutrale Cluster im ECAL zu unterdrücken.

## Trigger

Während der Herbst-1999-Datennahmeperiode wurden verschiedene Triggerkonfigurationen benutzt. Sie gingen von einem Triggervorstufensignal im Kalorimeter aus und suchten nach Bestätigungen für geladene Spuren im Silizium-Vertexdetektor.

## 5.2 Verwendete Datensätze

### Gemessene Daten

In der hier beschriebenen Analyse wurden die Daten des *HERA-B-Run 11613* vom 18. November 1999 und *11719* vom 21. November verwendet. Diese Datennahmen und die Rekonstruktion werden in (OS00) erläutert.

Während der Datennahme *Run 11613* wurden 860903 Ereignisse bei einer nominalen Wechselwirkungsrate von 4.7 MHz aufgezeichnet. Die integrierte Luminosität ist  $0.425 \text{ pb}^{-1}$ . Der Trigger war so eingestellt, dass die zweite Triggerstufe zusätzlich zu den zwei ECAL-Clustern die Bestätigung eines Clusters durch eine Spur im Silizium-Vertexdetektor verlangte. Es wurde eine Vorauswahl von 7808 Ereignissen mit  $J/\psi$ -Kandidaten getroffen, von denen *Clue*-Dateien erzeugt wurden.

### Monte-Carlo-Simulation

Es sind 18000  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse zur Detektorkonfiguration der Herbst-1999-Datennahme simuliert worden. Diese wurden mit denselben Programmen und denselben Einstellungen wie die gemessenen Daten rekonstruiert (LMSN99). Sie liegen im gleichen *Clue*-Format vor.

## 5.3 Auswahl der Spuren

### 5.3.1 Rekonstruktion

Bei der zentralen Rekonstruktion der Daten wurden zunächst die einzelnen Detektorsysteme unabhängig voneinander ausgewertet. Zur Spurerkennung im Vertexdetektor wurde das Modul *CATS* verwendet. Die Kalorimeter-Rekonstruktion benutzt *CARE*. Die Signale des RICH wurde mit der autarken Ringerkennung *RISE* ausgewertet. Zur Kombination (*matching*) der Signale wurde das Modul *Marple* (Igo97) verwendet.

Zunächst wurden gültige Kombinationen von VDS-Spursegmenten und ECAL-Clustern gesucht. Dabei wurde ein Abstand in der  $y$ -Projektion zwischen den geradlinig extrapolierten VDS-Spuren und den ECAL-Clustern von 2.5 cm erlaubt. Der Impuls kann nach (DERS99) mit folgender Näherung aus der  $x$ -Komponente des VDS-ECAL-Residuums berechnet werden

$$p_x \approx \frac{288 \text{ GeV cm}}{d_x} \quad (5.1)$$

Hier wird der aus der Monte-Carlo-Simulation gewonnene mittlere über die Teilchenbahn integrierte magnetische Fluss mit  $\int B dl = 3.3 \text{ Tm}$  benutzt.

Mit diesem Impuls wurde eine Spur-Anpassungsrechnung unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung ausgeführt. Zu den so gefundenen Paaren wurde jeweils der RICH-Ring zugeordnet, der im  $(t_x, t_y)$ -Raum der Spurparameter hinter dem Magneten am nächsten, jedoch nicht mehr als 7 mrad entfernt, lag. Aus Gleichung 4.2 ergibt sich der Fehler der Ortsmessung im ECAL für Elektronen mit dem Impuls  $p$  zu  $\sigma_x \approx 1.76 \text{ cm} \sqrt{\text{GeV}} / \sqrt{p}$ . Der Impuls wird angenähert durch die im Kalorimeter deponierte Energie. Der Fehler des Impulses in der  $zx$ -Ebene  $p_{zx}$  eines Elektrons ist damit

$$\sigma_{p_{zx}} \approx \frac{1.76 p_{zx}^{3/2}}{288 \sqrt{\text{GeV}}} \quad . \quad (5.2)$$

Die Impulsbestimmung über die Position des ECAL-Clusters ist nur in dem vorläufigen Fall notwendig, wenn keine Signale der Spurkammern hinter dem Magneten benutzt werden. Deren gute Hitkoordinaten-Auflösung führt zu einer deutlich besseren Impulsauflösung. Während der beschriebenen Datennahmen waren sie jedoch nur teilweise eingebaut, so dass sie nicht von der HERA-B-Standard-Rekonstruktion benutzt werden konnten.

### 5.3.2 Ereignis-Vorauswahl

Zur Anreicherung der Elektronen aus  $J/\psi$ -Zerfällen werden weitere Schnitte gemacht. Es wird eine minimale transversale Energie der ECAL-Cluster von 0.8 GeV gefordert. Zur Unterdrückung von Hadronspuren wird ein Verhältnis der Cluster-Energie zum Impuls von mindestens 0.6 und höchstens 1.4 verlangt. Außerdem wird gefordert, dass der Spur entweder ein weiterer Cluster als Bremsstrahlung im Vertexdetektor oder ein RICH-Ring zugeordnet worden ist.

### 5.3.3 Koordinaten-Auflösung

Die Überprüfung der Koordinaten-Auflösung anhand ihrer  $\chi^2$ -Verteilung gewährleistet, dass die spätere Vertexanpassung eine sinnvolle Kovarianzmatrix erhält. Als Beispiel ist in Abbildung 5.1 die  $\chi^2$ -Verteilung für genau acht Hits im Siliziumdetektor dargestellt. Die durchgezogene Linie steht für die simulierten Daten, die Dreiecke für die gemessenen Daten aus *Run 11719*. Es zeigt sich, dass die  $\chi^2$ -Werte der Simulation im Bereich bis etwa  $\chi^2 = 6$  die dem verwendeten Anpassungsmodell entsprechende Verteilung zeigen. Oberhalb gibt es einen Überschuss, welcher sich durch die nicht-gaußschen Verteilungen erklären lässt.

## 5.4 Massenspektrum

Jeweils zwei gegensätzlich geladene der ausgewählten Spuren eines Ereignisses werden kombiniert und eine iterative Vertexanpassung ausgeführt. Für den Fall, dass diese

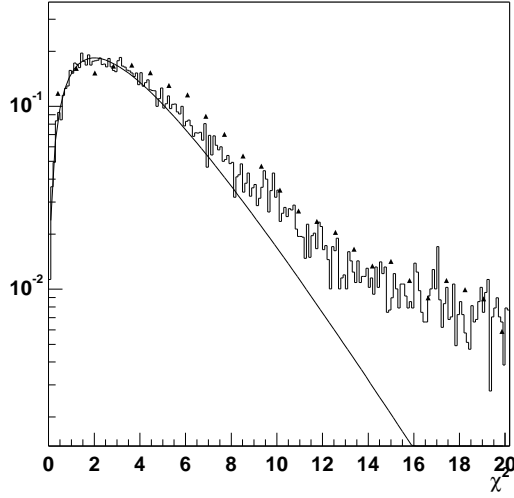


Abbildung 5.1:  $\chi^2$ -Verteilung für Spuren mit acht Hits. Die Dreiecke stehen für echte Daten, die durchgezogene Linie für die Monte-Carlo-Simulation. Außerdem ist die Anpassungskurve gezeigt.

konvergiert, wird die invariante Masse der Spuren aufgezeichnet. Das so gefundene Massenspektrum für *Run 11719* ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Das  $J/\psi$ -Signal ist als Spitze bei etwa 3 GeV zu erkennen. Die Einträge unterhalb von 2.5 GeV werden durch die Triggerbedingung unterdrückt. Der Fehler  $\sigma_m$  der invarianten Masse  $m$  kann mit Hilfe von Gleichung 5.2 wie folgt abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned} m^2 &= 2p_1p_2(1 - \cos \theta) \\ &\approx 2p_{zx,1}p_{zx,2}(1 - \cos \theta) \quad . \end{aligned}$$

Der Fehler der invarianten Masse hängt hauptsächlich vom Fehler der Impulsmessung über die ECAL-Cluster-Position ab:

$$\begin{aligned} \sigma_{M^2} &= 2(1 - \cos \theta) \sqrt{(p_{zx,2}\sigma_{p_{zx,1}})^2 + (p_{zx,1}\sigma_{p_{zx,2}})^2} \\ &= \frac{1.76\sqrt{p_{zx,1} + p_{zx,2}}}{288 \sqrt{\text{GeV}}} M^2 \\ \sigma_M &= \frac{1.76\sqrt{p_{zx,1} + p_{zx,2}}}{2 \cdot 288 \sqrt{\text{GeV}}} M \quad . \end{aligned} \tag{5.3}$$

Der für Abbildung 5.2 erwartete mittlere Fehler ist in Abbildung 5.3 in Abhängigkeit von der invarianten Masse dargestellt. Für die Impulse  $p_{zx,i}$  wurden dieselben Elektronenpaare verwendet. Die durch die Messauflösung entstehende Breite eines Signals bei 3 GeV ist demnach etwa 0.09 GeV. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit

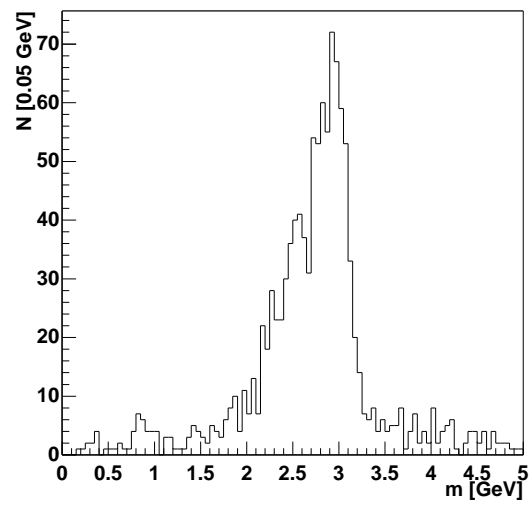


Abbildung 5.2: Verteilung der invarianten Masse der  $e^+e^-$ -Paare

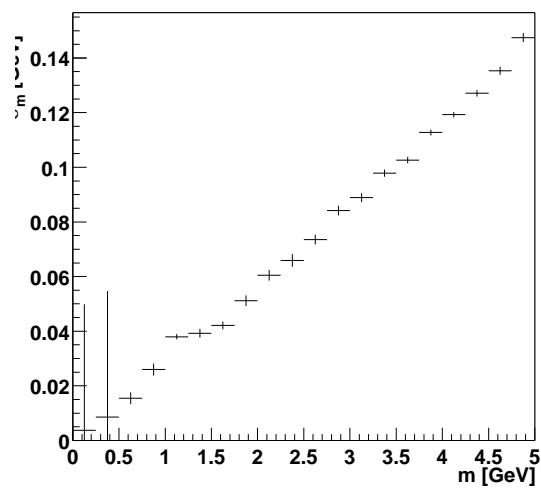


Abbildung 5.3: Erwarteter mittlerer statistischer Fehler der invarianten Masse

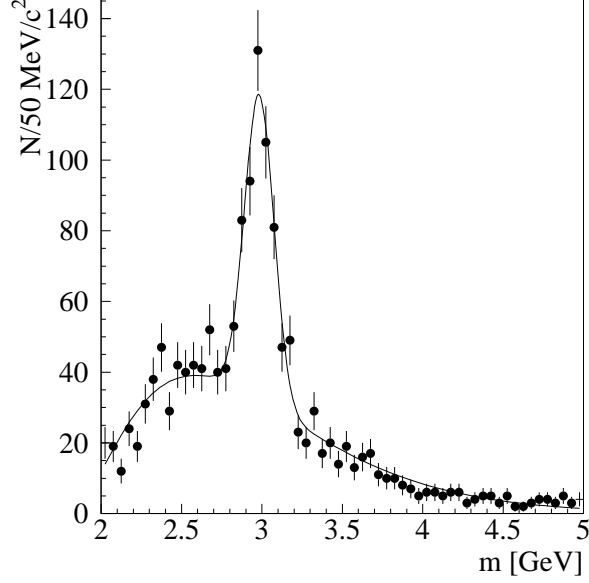


Abbildung 5.4: Invariante Masse der  $e^+e^-$ -Paare bei harten Schnitten (aus OS00)

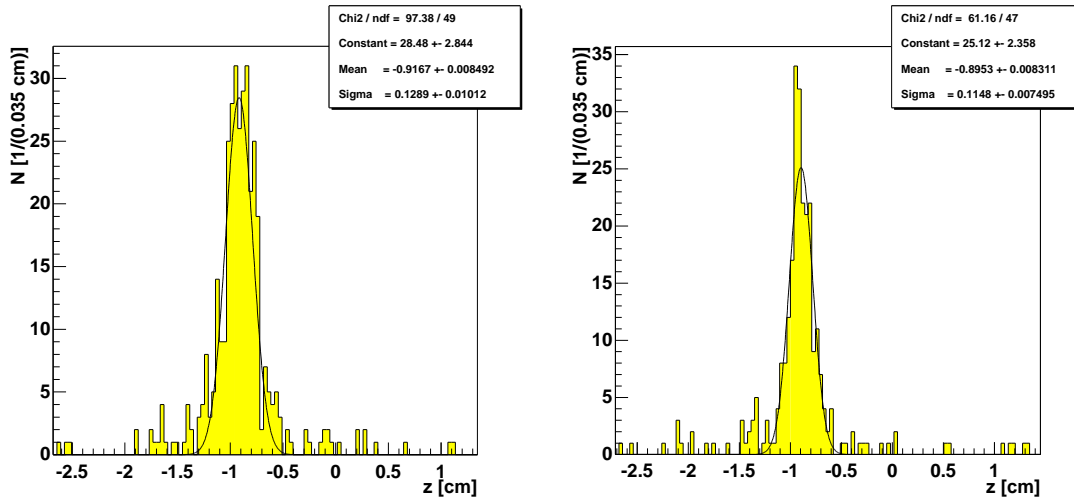
der detaillierten Analyse des Signals in (OS00), wo bei harten Schnitten in etwa  $10^7$  Ereignissen ein Signal bei  $m = (2.98 \pm 0.01)$  GeV mit einer Breite von  $(91 \pm 7)$  GeV gefunden wurde. Das dort gemessene Massenspektrum ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

## 5.5 Ortsauflösung der $J/\psi$ -Vertizes

Da in der beschriebenen Datennahme lediglich ein Target-Draht verwendet wurde, liegen die Wechselwirkungspositionen in einem durch die Draht-Dicke begrenzten Bereich. In der  $z$ -Projektion beträgt die R.M.S.-Breite des Targets  $500\mu\text{m}/\sqrt{12} \approx 114\mu\text{m}$ . Die  $z$ -Koordinaten der  $J/\psi$ -Kandidaten sind in Abbildung 5.5(a) dargestellt. Die Anpassungsrechnung an eine Gaußverteilung ergibt eine Breite von 1.29 mm. Die Simulation (Abbildung 5.5(b)) ergibt einen Wert von  $\sigma_z = 1.15$  mm. In beiden Diagrammen sind Abweichungen von der Gaußverteilung zu erkennen, die von den nicht-linearen Anpassungen und damit nicht gaußverteilten Fehlern herrühren. Weiterhin können fehlerkannte Spuren zu abseits liegenden Vertizes führen. Dieser Effekt wird in Zukunft noch genauer untersucht werden müssen. Die Breite der Verteilungen liegt eine Größenordnung über der der Materialverteilung des Targets, so dass die Verschmierung durch die endliche Drahtausdehnung hier zu vernachlässigen ist.

Abbildung 5.6 vergleicht die rekonstruierten  $z$ -Positionen mit der Monte-Carlo-Wahrheit. In 5.6(a) ist die Differenz aufgetragen. Die Gauß-Anpassung hat eine Breite von 0.96 mm. In Abbildung 5.6(b) ist die Differenz durch den jeweiligen Fehler aus





(a) Verteilung der Vertizes in der  $z$ -Projektion

(b) Verteilung der Vertizes in der  $z$ -Projektion aus der Simulation

Abbildung 5.5: Auflösung der Vertizes der  $J/\psi$ -Kandidaten

der Anpassungsrechnung dividiert worden.<sup>1</sup> Wenn die Auflösungen erwartungsgemäß verteilt sind, muss sich eine Gaußverteilung mit einer Breite von „eins“ ergeben. Die Anpassungsrechnung ergibt  $\sigma = 1.30 \pm 0.05$ . Das bedeutet, dass die eingehenden Fehler in der Kovarianzmatrix der Spuren etwas zu gering angesetzt sind. Die Gauß-Form und die richtige Größenordnung der Breite bestätigen aber die Gültigkeit der benutzten Modelle und Annahmen.

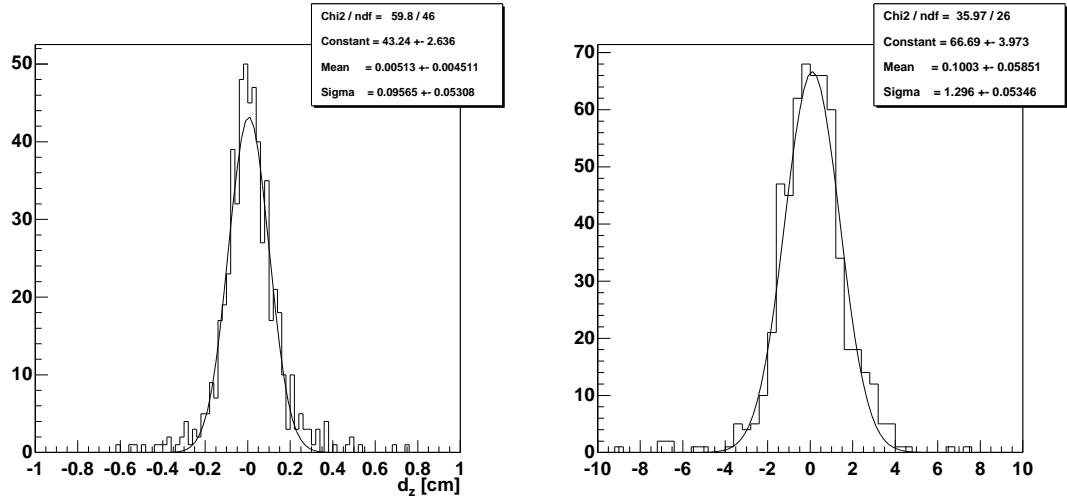
## 5.6 Rekonstruktion der Primärvertizes

Die Proton-Nukleon-Wechselwirkungen erzeugen zusätzlich zu den gesuchten Teilchen in der Regel mehrere stabile Teilchen. Die Primärvertizes lassen sich deshalb als Punkt innerhalb des Targets finden, von dem mehrere Spuren ausgehen.

Das HERA-B-Standardprogram zur Vertexrekonstruktion (Loh95) ist in der Lage, selbständig Primärvertizes zu erkennen und eine Anpassungsrechnung auszuführen. Die Position des Targets wird als Zwangsbedingung berücksichtigt. Es geht dabei wie folgt vor: Die Spuren werden auf die Targetdrähte projiziert; dann werden Häufungspunkte gesucht, die auf einen Primärvertex schließen lassen.

Da bei den benutzten Datensätzen die Targetposition noch nicht aus den Primärvertizes bestimmt worden war, wurde zunächst die Vertexanpassung ohne Zwangsbedingung untersucht. Die Verteilung der  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Koordinaten ist in Abbildung 5.7 ge-

<sup>1</sup>Das normierte Parameterresiduum wird zumeist mit dem englischen Ausdruck *Pull* bezeichnet.



(a) Abweichung der rekonstruierten Vertizes von der Monte-Carlo-Wahrheit in der  $z$ -Projektion

(b) relativ zur rekonstruierten Ungenauigkeit („Pull“)

Abbildung 5.6: Rekonstruierte  $J/\psi$ -Vertizes in der Monte-Carlo-Simulation

zeigt. Die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen mit jeweils zwei Gaußverteilungen sind eingezeichnet. Aus den Mittelpunkten der jeweils schmalere der überlagerten Gaußfunktionen lässt sich der mittlere Wechselwirkungspunkt ablesen:

$$\mathbf{x}_{\text{prim}} = \begin{pmatrix} x_{\text{prim}} \\ y_{\text{prim}} \\ z_{\text{prim}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.401 \\ 0.000 \\ -4.81 \end{pmatrix} \text{ cm}$$

Die Breite ist in der  $x$ -Projektion  $87 \mu\text{m}$ , in der  $z$ -Projektion  $1.1 \text{ mm}$ . Das benutzte Target ist das so genannte „Inner 2“, welches sich vertikal auf der Protonenstrahl-Innenseite befindet. In der  $y$ -Projektion zeigt sich die Ausdehnung des Protonenstrahls mit einer Breite von  $252 \mu\text{m}$ .

Die Positionen wurden für eine erneute Primärvertexrekonstruktion als Zwangsbedingung benutzt. Die R.M.S.-Breite des Targets wurde in  $x$ -Richtung als  $50 \mu\text{m} / \sqrt{12} = 14.4 \mu\text{m}$  und in  $z$ -Richtung als  $500 \mu\text{m} / \sqrt{12} = 144 \mu\text{m}$  angesetzt. Die Positionen der so rekonstruierten Primärvertizes sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Die Breite des schmalere Teils der zweifachen Gaußanpassung ist in  $x$ -Richtung  $11 \mu\text{m}$  bei einem R.M.S. von  $21 \mu\text{m}$  und in  $z$ -Richtung  $57 \mu\text{m}$  bei einem R.M.S. von  $122 \mu\text{m}$ . Damit ist die Auflösung der Primärvertizes um einen Faktor 40 besser als die der hier untersuchten  $J/\psi$ -Vertizes. Die Einflüsse auf die Möglichkeit Primärvertizes zu unterscheiden, sind in (Loh97) zusammengestellt.

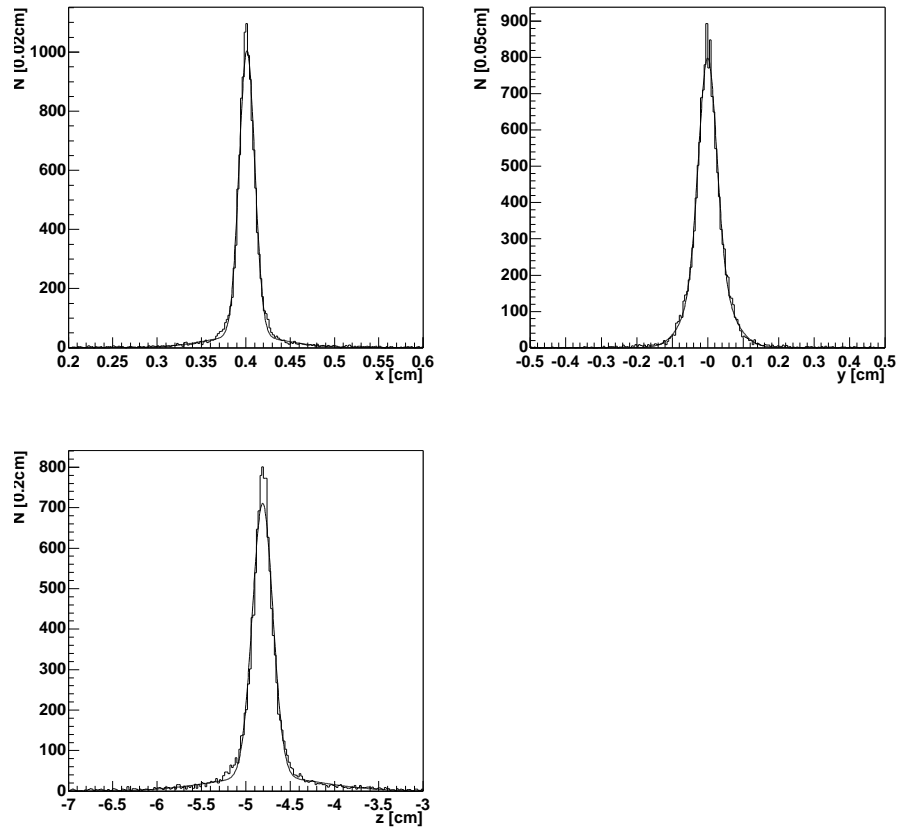


Abbildung 5.7: Verteilung der Primärvertizes in  $x$ -,  $y$  und  $z$ -Projektion ohne Target-Zwangsbedingung

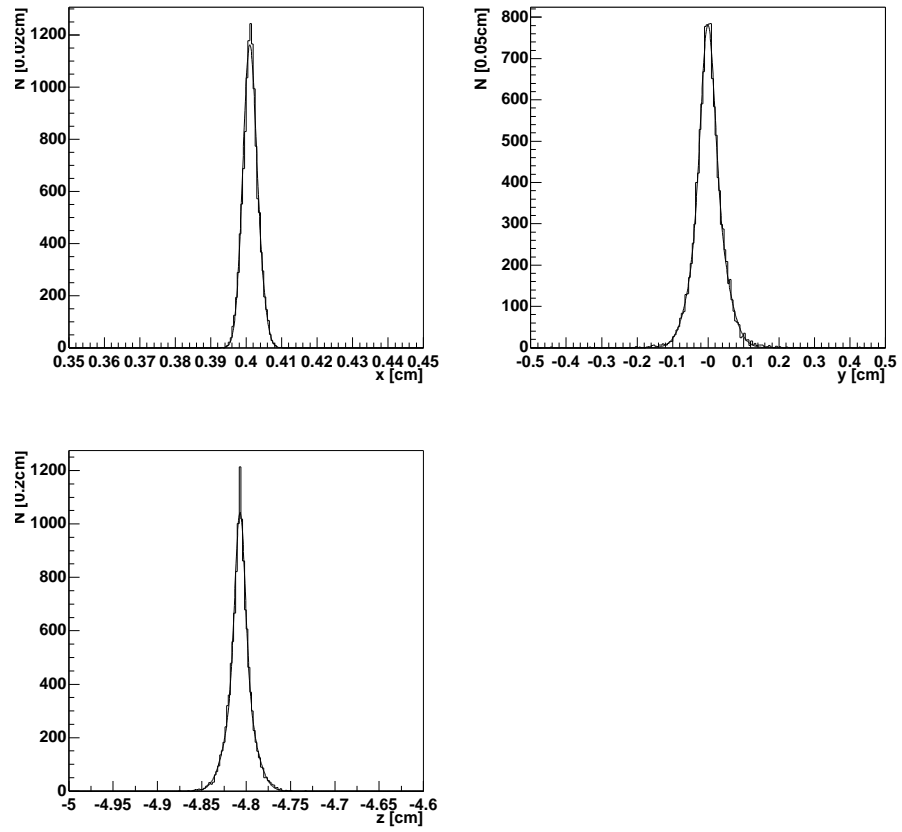


Abbildung 5.8: Verteilung der Primärvertizes in  $x$ -,  $y$  und  $z$ -Projektion mit Target-Zwangsbedingung

## 6 Extrapolation auf $B$ -Lebensdauermessungen

Die gefundenen Vertexauflösungen erlauben einen Ausblick auf zukünftige Lebensdauermessungen bei HERA-B. Die Lebensdauer ist die mittlere Eigenzerfallszeit

$$t = \frac{l}{\beta\gamma} = \frac{lm}{p} \quad (6.1)$$

mit der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  und  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ . Die erreichbare Genauigkeit der Lebensdauermessung hängt von der Statistik sowie der Zerfallslängen- und Impulsmessung ab. In Anhang C wird der Einfluss der Statistik auf die Messung beschrieben. Nach Gleichung C.3 verhält sich der statistische Fehler wie  $\sigma_\tau = \tau/\sqrt{N}$ . Die Impulsauflösung des vollständig aufgebauten Detektors wird nach (H<sup>+</sup>95) für Spuren, die im äußeren Spurkammersystem gemessen werden,

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 5 \cdot 10^{-5} p \oplus 4 \cdot 10^{-3}$$

betragen.

Der Fehler der Zerfallslänge hängt hauptsächlich vom Fehler der  $z$ -Komponente des  $J/\psi$ -Vertex,  $\sigma_{J/\psi,z} = 960 \mu\text{m}$  (aus Abbildung 5.6(a)), sowie von dem des Primärvertex  $\sigma_{\text{prim},z} = 122 \mu\text{m}$  ab. Letzterer kann für die folgende Rechnung vernachlässigt werden. Die Verteilung der Zerfallslängen ergibt sich aus der Faltung einer Exponentialverteilung der Breite  $\tau$  und einer Gaußverteilung der Breite  $\sigma_l \partial\tau/\partial l$ . Damit ist das Quadrat des Gesamtfehlers die Summe der beiden Breiten. Der Fehler der Lebensdauermessung ist damit

$$\begin{aligned} \sigma_\tau &= \frac{1}{\sqrt{n}} \left( \tau \oplus \sigma_l \left\langle \frac{\partial\tau}{\partial l} \right\rangle \right) \\ &= \frac{\tau}{\sqrt{n}} (1 \oplus \sigma_l \langle 1/l \rangle) \\ &\approx \frac{\tau}{\sqrt{n}} \quad . \end{aligned} \quad (6.2)$$

Im letzten Schritt wurde ausgenutzt, dass bei HERA-B gilt:  $\sigma_l \langle 1/l \rangle = \mathcal{O}(0.1) \ll 1$ .

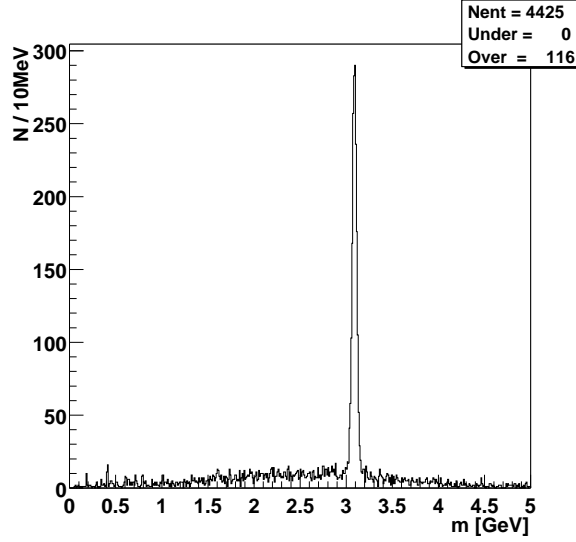


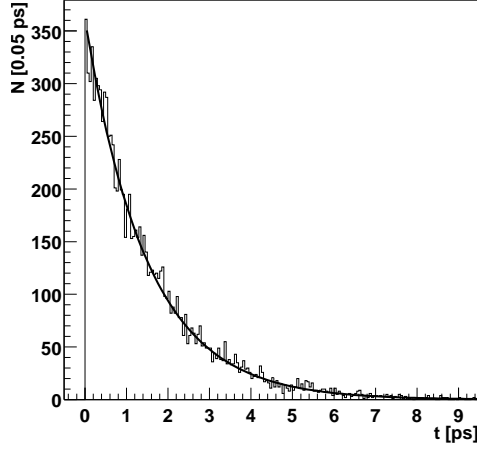
Abbildung 6.1: Invariante Masse der rekonstruierten  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Paare aus simulierten  $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ -Zerfällen

## 6.1 Simulation zur inklusiven $B$ -Lebensdauermessung

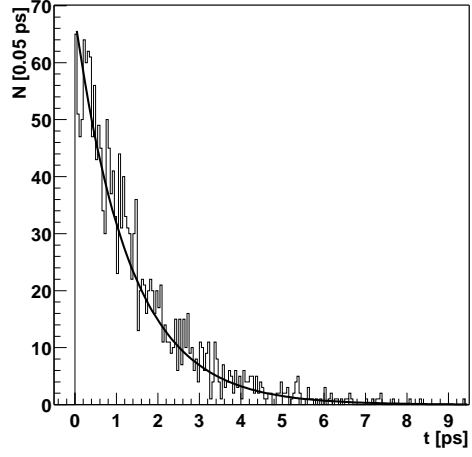
Die errechnete Auflösung soll mit einer Simulation des vollständigen Detektors verglichen werden. Dazu wurden 10897  $B \rightarrow J/\psi K_S \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$  Ereignisse aus der HERA-B-Monte-Carlo-Massenproduktion benutzt. Die in der Realität vorhandenen überlagerten inelastischen Proton-Nukleon-Wechselwirkungen wurden hier nicht berücksichtigt. Die Spuren und Primärvertizes lagen bereits mit den beschriebenen HERA-B-Standardprogrammen rekonstruiert vor.

Zur Analyse der Zerfallslängen wurden jeweils zwei gegensätzlich geladene Spuren mit einem transversalen Impuls von  $p_t \geq 1$  GeV kombiniert und ein Vertex rekonstruiert. Die Verteilung der invarianten Massen ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Als Massenschnitt wurde eine maximale Differenz zur  $J/\psi$ -Masse von 0.05 GeV benutzt. Zu den so gefundenen  $J/\psi$ -Vertizes wurde der Primärvertex mit dem kleinsten Abstand in der  $xy$ -Ebene zugeordnet.

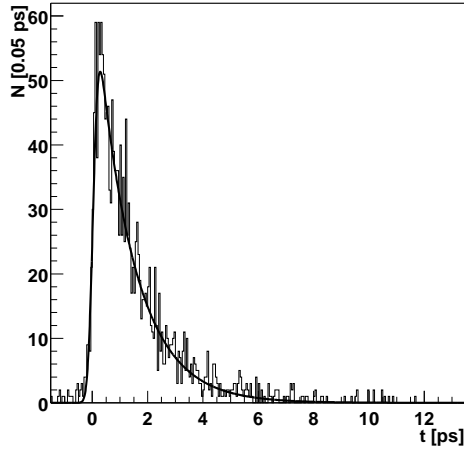
In Abbildung 6.2(a) sind die simulierten Zerfallszeiten aller 10897 Ereignisse dargestellt. Die Ausgleichsrechnung liefert eine Lebensdauer von  $\tau = (1.482 \pm 0.015)$  ps. Abbildung 6.2(b) zeigt die Monte-Carlo-Wahrheit der  $B$ -Zerfallszeiten zu denen das  $J/\psi$  rekonstruiert wurde. Die Bedingung wählt 1930 Ereignisse aus. Die Anpassungsrechnung liefert eine Lebensdauer von  $\tau = (1.313 \pm 0.048)$  ps. Diese vom simulierten Wert abweichende Messung weist darauf hin, dass die geometrische Akzeptanz und Effizienz der Spurerkennung von den Spurparametern abhängen und zu einer Bevorzugung von Spuren aus Zerfällen mit kleiner Zerfallslänge führen. Diese Abhängigkeit



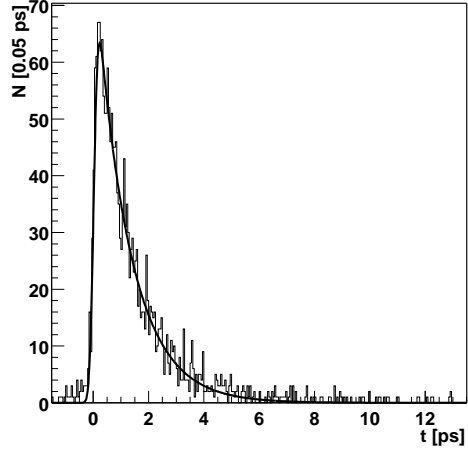
(a) Simulierte Zerfallszeiten,  
 $\tau = (1.482 \pm 0.015) \text{ ps}$



(b) Monte-Carlo-Wahrheit der rekonstruierten Zerfälle,  $\tau = (1.313 \pm 0.048) \text{ ps}$



(c) Zerfallslängen aus rekonstruierten Vertizes und Impulsen aus der Monte-Carlo-Wahrheit,  $\tau = (1.330 \pm 0.041) \text{ ps}$



(d) Pseudo-Zerfallszeiten,  
 $\tau \cdot f_{\text{corr}} = (1.217 \pm 0.036) \text{ ps}$

Abbildung 6.2: Zerfallszeitverteilung in der  $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ -Simulation

wird für zukünftige Lebensdauermessungen genau bestimmt und kompensiert werden müssen.

Abbildung 6.2(c) benutzt die aus dem  $J/\psi$ -Vertex und dem Primärvertex rekonstruierte Zerfallslänge und den  $B$ -Impuls aus der Monte-Carlo-Wahrheit. Wegen der endlichen Auflösung der Vertexpositionen muss die Ausgleichsrechnung eine mit einer Gaußverteilung gefaltete Exponentialverteilung anpassen. Die daraus abzulesende Lebensdauer von  $\tau = (1.330 \pm 0.035)$  ps ist in guter Übereinstimmung mit der in 6.2(b) gefundenen.

Die über den  $J/\psi$ -Vertex und den  $J/\psi$ -Impuls mit der  $B$ -Lebensdauer zusammenhängende zugängliche Größe ist die Pseudo-Zerfallszeit, wie in Abschnitt 1.3.2 beschrieben. Ihre Verteilung ist in Abbildung 6.2(d) dargestellt. Die Ausgleichsrechnung ergibt  $\tau \cdot f_{\text{corr}} = (1.217 \pm 0.036)$  ps. Der Korrekturfaktor  $f_{\text{corr}}$  ist in diesem Fall der ausschließlich benutzten  $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ -Ereignisse nicht derselbe wie in der in (A<sup>+</sup>98) für alle  $B \rightarrow J/\psi X$ -Zerfälle beschriebene. Für eine inklusive  $B \rightarrow J/\psi X$ -Lebensdauermessung wird der Faktor  $f_{\text{corr}}$  für HERA-B-Verhältnisse bestimmt werden müssen.

Die in der Ausgleichsrechnung gefundenen statistischen Unsicherheiten der Lebensdauer sind in zufriedenstellender Übereinstimmung mit Gleichung 6.2, die für 1930 Zerfallszeitmessungen bei einer Lebensdauer von 1.3 ps einen Fehler von  $\sigma_\tau = 0.030$  ps erwartet.<sup>1</sup>

## 6.2 Ausblick auf exklusive Lebensdauermessungen bei HERA-B

Der HERA-B- $J/\psi$ -Trigger wird zusätzlich zum „goldenen  $B^0$ -Zerfall“ die Zerfälle anderer  $B$ -Quarkzustände in  $J/\psi$ -Zustände selektieren. Da die  $b$ -Quarks in Proton-Nukleon-Wechselwirkungen erzeugt werden, entstehen auch in großer Zahl die  $b$ -Baryonen  $\Lambda_b$ ,  $\Xi_b$  und  $\Sigma_b$ . Phänomenologische Fragmentationsmodelle schätzen folgende  $b$ -Baryon-Produktionsraten (FK93; A<sup>+</sup>93):

$$\begin{aligned} \sigma(\Lambda_b(bud) + \text{c. c.}) &\approx 5 \cdot 10^{-2} \sigma(b\bar{b}) \quad , \\ \sigma(\Sigma_b(buu, bdu, bdd) + \text{c. c.}) &\approx 5 \cdot 10^{-3} \sigma(b\bar{b}) \quad , \\ \sigma(\Xi_b(bsu, bsd) + \text{c. c.}) &\approx 5 \cdot 10^{-3} \sigma(b\bar{b}) \quad , \\ \sigma(\Omega_b(bss) + \text{c. c.}) &\approx 2 \cdot 10^{-5} \sigma(b\bar{b}) \quad . \end{aligned} \tag{6.3}$$

---

<sup>1</sup>Es hat sich herausgestellt, dass die benutzte Simulation eine zu große Materialmenge im Bereich des Vertexdetektors angenommen hat, was zu einer Verschlechterung der Vertexpunktauflösung führte. Da die vorgestellte Lebensdauermessung lediglich eine im Vergleich zur mittleren Zerfallslänge kleinen Vertex-Ortsfehler verlangt und diese Bedingung immer noch erfüllt war, spielt der Effekt hier keine Rolle. Die Breite der entfalteten Gaußverteilung aus Abbildung 6.2(c) ist  $\sigma = 0.21$  ps, was einer Ortsauflösung von etwa 1 mm entspricht.



Quark- zustand	prod. [10 <sup>8</sup> ]	Kanal	BR [10 <sup>-3</sup> ]	$\epsilon$ [%]	rekon- struierte Zerfälle	$\sigma_\tau$ (stat) (aus Gl. 6.2) [ps]	$\tau$ (aus Par98) [ps]
$B^0$	3.2	$J/\psi K_S^0$ $J/\psi K^{*0}$	0.9 1.4	10 14	3300 5000	0.017	$1.56 \pm 0.04$
$B^+$	3.4	$J/\psi K^+$ $J/\psi K^{*+}$	1.0 1.5	15 9	6100 1900	0.019	$1.65 \pm 0.04$
$B_s^0$	0.6	$J/\psi \phi$	0.9	14	440	0.07	$1.54 \pm 0.07$
$\Lambda_b^0$	0.3	$J/\psi \Lambda$	0.5	10	115	0.15	$1.24 \pm 0.08$
$\Xi_b^0$	0.015	$J/\psi \Lambda$	1	10	12	0.40	$1.39^{+0.34}_{-0.28}$
$\Xi_b^-$	0.015	$J/\psi \Xi^-$	20	8	185	0.10	
$\Sigma_b^0$	0.01	$J/\psi \Lambda$	20	10	150	0.10	

Tabelle 6.1: Zu erwartender statistischer Fehler der HERA-B-Lebensdaueremessungen aus den Daten eines Jahres und Vergleich mit den Mittelwerten aus (Par98).

Die Spalte „prod.“ gibt die pro Jahr erzeugten Hadronen des jeweiligen Quarkzustandes an, „BR“ bezeichnet das Verzweigungsverhältnis des angegebenen Kanals,  $\epsilon$  die geschätzte Rekonstruktionseffizienz. Folgende Zerfallskanäle und Verzweigungsverhältnisse wurden berücksichtigt:

$J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$  (12%),  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  (69%),  $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$  (67%),  
 $K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$  (35%),  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  (49%),  
 $\Lambda \rightarrow p \pi^-$  (64%),  $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^- \rightarrow p \pi^- \pi^-$  (64%).

Wegen des geringen Wirkungsquerschnitts des  $\Omega_b^0$  wird es nicht in größerer Zahl bei HERA-B rekonstruiert werden können und deshalb im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

Tabelle 6.1 stellt der Anzahl zukünftig exklusiv gemessener  $B$ -Zerfälle aus der HERA-B-Datennahme eines Jahres die zu erreichende statistische Genauigkeit der Lebensdaueremessung gegenüber. Folgende Größen sind aufgeführt: Aus (L<sup>+</sup>94) und den Gleichungen 6.3 wurde die Zahl der erzeugten Meson- und Baryonzustände entnommen, wobei eine  $b\bar{b}$ -Quarkpaar-Erzeugungsrate von 30 Hz und eine Messdauer von  $10^7$  s zugrundegelegt wurden. Die Verzweigungsverhältnisse der  $\Xi_b$  und des  $\Sigma_b^0$  sind Schätzungen (FK93), die auf den CKM-Matrixelementen der Zuschauer-Zerfallsdiagramme beruhen.

Die Rekonstruktionseffizienzen  $\epsilon$  wurden auf der Basis einer Analyse zum „goldenen  $B^0$ -Zerfall“ (Zoc99a) wie folgt abgeschätzt: die Effizienz von  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \pi^+ \pi^-$  wurde als 10 % angesetzt, wobei sie über die zwei Kanäle  $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$  ( $\approx 5$  %) und  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  ( $\approx 15$  %) gemittelt wurde. Die Effizienz der  $\Lambda$ -Rekonstruktion wurde als gleich der  $K_S^0$ -Effizienz als 70 % angenommen. Dieser Faktor wurde nicht eingesetzt in den Kanälen, die ausschließlich Vertizes in Targetnähe aufweisen. Die

Rekonstruktionseffizienz einer einzelnen Spur, die bis in die Nähe des Targets reicht, wurde als 94 % angenommen. Bedingungen zur Vertex-Kompatibilität der Spuren wurden in dieser Schätzung vernachlässigt.

Es zeigt sich, dass die statistische Unsicherheit der HERA-B-Lebensdauermessungen schon mit den Daten eines Jahres die Größenordnung der Weltmittelwerte erreicht oder übertreffen wird. Sehr interessant sind die  $b$ -Baryonzustände, die ein relativ großes Verzweigungsverhältnis in einen  $J/\psi$ -Zustand haben, nämlich  $\Xi_b^-$  und  $\Sigma_b^0$ . HERA-B besitzt das Potential, einen wichtigen Beitrag zur Erforschung dieser noch wenig bekannten Baryonen zu leisten.

# Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Rekonstruktion des für HERA-B wichtigen Zerfalls  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  und dem darauf aufbauenden Ausblick auf Lebensdauermessungen von Teilchen mit schweren Quarks.

Zunächst wurde zur Frühjahr-1999-Datennahme mit ausgeschaltetem Magneten die relative Ausrichtung zwischen dem Vertexdetektor und dem elektromagnetischen Kalorimeter untersucht. Daraufhin konnten die Vierervektoren Elektronspuren gemessen werden. Die energieabhängige Ortsauflösung des Kalorimeters wurde bestimmt zu  $\sigma_x = (1.76/\sqrt{E [\text{GeV}]} \oplus 0/09) \text{ cm}$  und  $\sigma_y = (1.73/\sqrt{E [\text{GeV}]} \oplus 0/08) \text{ cm}$ .

Die späteren Datennahmen mit eingeschaltetem Magneten im Herbst 1999 erlaubten eine Impulsmessung aller geladenen Teilchen. Die höhere geometrische Akzeptanz des weiter ausgebauten Detektors und der erweiterte Trigger erlaubte eine reguläre Beobachtung des  $J/\psi$ -Signals. Die Breite des Signals konnte durch die in den Frühjahr-Daten gefundene Ortsauflösung des Kalorimeters erklärt werden.

Die rekonstruierten  $J/\psi$ -Mesonen wurden verwendet, um die Ortsauflösung der Vertices zu untersuchen. Für Detektorkonfiguration im Herbst 1999 wurde ein Fehler des  $J/\psi$ -Vertex in  $z$ -Richtung von  $\sigma_z = 1.29 \text{ mm}$  gefunden. Dieser liegt über dem für den vollständigen Detektor geplanten Wert von  $\sigma_z \approx 500 \mu\text{m}$ , da die geometrische Akzeptanz der Triggervorstufen noch gering war. Die Primärvertices konnten bei Benutzung der Targetposition mit einer Unsicherheit von  $\sigma_z = 57 \mu\text{m}$  rekonstruiert werden.

Da der Ortsfehler der Vertexberechnung deutlich kleiner ist als die mittlere Zerfallslänge der  $b$ -Hadronen, wird die Unsicherheit der Lebensdauermessung bei  $\sigma_\tau \approx \tau/\sqrt{n}$  liegen. Das konnte in der Simulation des vollständigen Detektors mit 10000 simulierten Ereignissen bestätigt werden, die einen statistischen Fehler von  $\sigma_\tau = 0.035 \text{ ps}$  gefunden hat.

Der HERA-B- $J/\psi$ -Trigger wird die vollständige Rekonstruktion von bisher wenig bekannten  $b$ -Baryonen ermöglichen. Vor allem interessant sind das  $\Xi_b^-$  und das  $\Sigma_b^0$ . Es besteht die Möglichkeit, dass ihre Lebensdauer mit den Daten eines HERA-B-Jahres mit der Genauigkeit von  $\sigma_\tau = 0.1 \text{ ps}$  gemessen werden kann.

# A Rechentechische Aspekte der Physikanalyse

## A.1 Paradigmen des Programmierens

Um einen digitalen Rechner zur Problemlösung zu benutzen, muss eine bestimmte Sprache benutzt werden. Auf niedrigster Ebene geht der Rechner in sehr kleinen Schritten vor, deren exakte Planung für einen menschlichen Programmierer einen hohen Organisationsaufwand erfordert. Um diesen zu verringern, erlauben höhere Programmiersprachen, den Lösungsweg näher am Problem als an der Hardware des Rechners zu beschreiben. Die Programmquellen müssen dazu übersetzt werden. Ein Werkzeug dazu ist der *Compiler*, welcher einen auf niedriger Stufe ausführbaren Code erzeugt. Ein anderer Ansatz ist der *Interpreter*, welcher die einzelnen Befehle sukzessiv übersetzt und ausführt, also *interpretiert*. Die Entwicklung der Programmiersprachen von der niedrigen zur problembezogenen Ebene hat verschiedene Denkweisen hervorgebracht.

### A.1.1 Prozeduraler Ansatz

Der prozedurale Ansatz des Programmierens richtet sein Augenmerk auf die Algorithmen als Sequenz von Programmbefehlen. Eine Problembearbeitung wird als Netz von Prozeduren und Funktionen dargestellt. Die angemessene Beschreibung eines Programms ist das *Flussdiagramm*. Im Folgenden wird die Nomenklatur der Programmiersprache *C* benutzt, in welcher Prozeduren lediglich der Spezialfall einer Funktion ohne Rückgabewert ist. Der Ausdruck „Funktion“ steht damit zusammenfassend auch für „Routine“ oder „Prozedur“. Eine individuelle Variable wird als *Instanz* bezeichnet.

### Ansatz ohne heterogene Aggregation

Die Daten liegen in Form von atomaren Einheiten vor, welche Zahlen, Zeichen und homogene Aggregationen von diesen sind. Die Aggregationen werden als Vektoren oder *Arrays* bezeichnet. Der Zugriff auf einzelne Elemente über Indizes ist an die mathematische Notation angelehnt, wie zum Beispiel für eine Komponente von  $\mathbf{c} = \mathbf{a} \times \mathbf{b}$  oder ein Drehmoment aus Kräften  $F_i$  an den Stellen  $r_i$ :

Mathematische Notation	Realisierung im Programm („pseudo C“ <sup>1</sup> )
$c_i = \epsilon_{ijk} a_j b_k$	<code>c[i]=epsilon[i,j,k]*a[j]*b[k]</code>
$L = \sum_i r_i F_i$	<code>L=0 (Schleifenanfang) L=L+r[i]*F[i] (ende)</code>

Der Zusammenhang verschiedener Komponenten wird über gleiche Indizes hergestellt, wie etwa  $[\mathbf{F}, \mathbf{r}]_i = (F_i, r_i)$ . Eine in der Physik gebräuchliche Programmiersprache, die vorrangig diesen Ansatz unterstützt, ist *Fortran 77* (für *FORmula TRANslation*).

## Heterogene Aggregation

Im Schema der ganzzahligen Indizierung zusammengehöriger Daten wird ihr Zusammenhang nicht durch die Sprachsyntax hergestellt oder kontrolliert. Die zusammengehörenden Daten werden von der Sprachumgebung weitgehend beliebig im Speicher verteilt.

Für eine allgemeine dynamische Speicherverwaltung muss dagegen eine Definition neuer Datentypen auf Basis der bereits existierenden und eine heterogene Aggregation (so genannte „*Records*“ oder „*Structs*“) möglich sein.

Die neuen Typen müssen in der selben Weise verwendet werden können. Damit können beispielsweise Repräsentanten physikalischer Objekte dynamisch erzeugt werden und mittels ordnender Strukturen verwaltet werden.<sup>2</sup>

### A.1.2 Modulare Programmierung

Rechnerprogramme erreichen oft eine Größe, deren Behandlung eine Strukturierung oberhalb der Funktionsebene erfordert. Eine Sammlung zusammengehöriger Funktionen nennt man *Modul*. Die Daten werden vorzugsweise innerhalb der Module verwaltet und sollten außerhalb nicht sichtbar sein, sofern sie nicht von anderen Modulen benötigt werden.

Das Modulkonzept wird von üblichen Betriebssystemen unterstützt, indem Programmteile separat übersetzt und später zusammengebunden („*gelinkt*“) werden können. Die in der Physik gebräuchlichen Programmiersprachen erlauben den Aufruf unabhängig übersetzter Funktionen und den Zugriff auf gemeinsame, *globale* Daten. Die Programmiersprache *C* unterstützt die Abschirmung modulinterner Daten durch den Datei-Sichtbarkeitsbereich (*File Scope*). Dieser Ansatz ist jedoch nur beschränkt leistungsfähig und wird ein der Programmiersprache *C++* über das Namensraum-Konzept (*Namespaces*) deutlich erweitert.

<sup>1</sup>*C* unterstützt nicht direkt mehrdimensionale Felder.

<sup>2</sup>Die HERA-B-Software-Umgebung *ARTE* implementiert diesen Aspekt innerhalb von *FORT-RAN 77*. Das Konzept ist nicht grundlegender Teil der Sprache und erfordert damit einen beträchtlichen Implementationsaufwand.

### A.1.3 Objekt-orientierter Ansatz

Der objekt-orientierte Ansatz des Programmierens bringt die Algorithmen und die Daten, auf denen sie arbeiten, in einen engeren Zusammenhang. Beim zuvor beschriebenen prozeduralen Programmieren werden Daten und Algorithmen nicht durch syntaktische Elemente der Programmiersprache verbunden. Beispielsweise ist der Algorithmus zur Berechnung einer Lorentztransformation nicht näher mit den Instanzen der Lorentzvektoren verbunden als die Repräsentation eines Detektorteils, für welches die Transformation keinen Sinn ergibt.

Die objekt-orientierte Form einer Typdeklaration verbindet die Daten und die Funktionen, die auf ihnen arbeiten. Diese Datentypen werden *Klassen* genannt, ihre Funktionen heißen *Methoden* oder *Member-Funktionen*. Die Algorithmen werden auf der Basis der zugehörigen Daten definiert und beim Aufruf automatisch dem zu benutzenden Objekt zugeordnet. Methoden können nur im Zusammenhang mit einem existierenden Objekt aufgerufen werden.<sup>3</sup> Die Daten selbst, die so genannten *Data Members*, werden *gekapselt* und sind ausschließlich über die Methoden erreichbar.<sup>4</sup> Die Benutzung einer Klasse wird damit weitgehend unabhängig von der internen Darstellung ihrer Daten, so dass Abhängigkeiten verschiedener Module verringert werden können. Methoden, die lediglich *Data Members* zugänglich machen, heißen „*Accessor-Funktionen*“.

#### Vererbung

Die Vererbung ist ein wesentliches Merkmal des objekt-orientierten Ansatzes. Eine allgemein gehaltene Klasse definiert ein so genanntes *Interface*. *Erbende* oder „ableitende“ Klassen übernehmen die Definitionen der Basis-Klasse. Die Funktionalität kann erweitert und abgeändert werden. Die abgeleiteten Klassen sind damit spezialisiert. Ein Beispiel für eine Vererbungshierarchie ist weiter unten in Abbildung B.1 graphisch dargestellt. Zwischen der abgeleiteten und ihrer Basisklasse besteht eine so genannte *Is-A-Relation*. Folgende sprachunabhängige Aussage illustriert das Konzept: „Ein Apfel *ist eine* Frucht.“

#### Polymorphie

Die Vererbung kann dazu führen, dass das Ziel eines Verweises auf ein anderes Objekt nicht genau von der Klasse des Zeiger- oder Referenztyps ist, sondern eine Instanz einer abgeleiteten Klasse. Deren spezielle Definition muss zur Übersetzung nicht notwendigerweise bekannt sein. Damit die richtigen Methoden aufgerufen werden,

---

<sup>3</sup>So genannte *statische* Methoden arbeiten unabhängig von Instanzen und können aufgerufen werden, wenn kein Objekt der Klasse existiert.

<sup>4</sup>Der Zwang, auf die Daten über Klassenmethoden zugreifen zu müssen, ist nicht in allen objekt-orientierten Sprachen implementiert. Gleichwohl ist die Erlaubnis des direkten Zugriffs in jedem Fall unerwünscht.

muss der Code zur *Laufzeit* den tatsächlichen Klassentyp feststellen. Wenn dieser Vorgang völlig transparent geschieht, spricht man von *Polymorphie*.

## Container

Die meisten Algorithmen arbeiten auf Ansammlungen von mehreren gleichartigen Datenobjekten. Dabei bedienen sie sich Zugriffsmustern, die zumeist unabhängig von der genauen Implementierung der Datenobjekte sind. Beispielsweise ist es ressourcensparend, einen Sortieralgorithmus nicht für jeden zu sortierenden Datentyp und jede Organisationsform (wie beispielsweise Array, Liste etc.) neu zu schreiben, sondern allgemein zu halten. Ein Objekt, welches andere enthalten kann, ohne dass deren genauer Typ vorgegeben ist, heißt „*Container*“. Container sind kein ausschließlich objekt-orientiertes Konzept. Sie werden im Folgenden noch mehrfach vorkommen.

## Muster

Mit der Modularisierungsunterstützung einer Sprache ergibt sich die Möglichkeit, immer wiederkehrende Muster zu benutzen. Diese erleichtern sowohl die Implementierung als auch die Kommunikation zwischen Entwicklern. Ein Satz von objekt-orientierten Mustern ist beispielsweise in (GHJV94) beschrieben.

### A.1.4 C++ — Eine Sprache mit Unterstützung für objekt-orientiertes Programmieren

C++ wurde von Bjarne Stroustrup entworfen (Str97). Es enthält gegenüber C einige Erweiterungen zur objekt-orientierten Programmierung, wie

- Klassendefinitionen,
- Vererbung,
- Polymorphie über *virtuelle* Funktionen,
- die Möglichkeit der Überladung von Funktionen und Operatoren für verschiedene Parametertypen.

Weitere Ergänzungen zu C sind

- die erhöhte Typsicherheit bei Funktionsdeklarationen,
- Referenz-Datentypen,
- Ein- und Ausgabedatenströme (*IO Streams*),
- Namensräume (*Namespaces*),
- Ausnahmebehandlung (*Exception Handling*),

- die Unterstützung der *generischen Programmierung*, welche im folgenden Abschnitt erläutert wird.

## A.1.5 Generischer Ansatz

Die generische Programmierung implementiert Algorithmen mit dem Hintergrund, sie auf unterschiedlichen Datenstrukturen verwenden zu können. C++ unterstützt diesen Ansatz über den so genannten *Template-Mechanismus*. Die C++-Standardbibliothek enthält eine Zusammenstellung generischer Klassen in Form der STL (*Standard Template Library* (Vil94)). Die wichtigsten Klassenkategorien sind

- Container,
- Iteratoren,
- Algorithmen,
- Funktions-Objekte.

Die Container enthalten jeweils eine Ansammlung von Objekten des selben Typs. Die STL stellt unter anderem folgende Container bereit: Vektoren (`std::vector`), doppelt verkettete Listen (`std::list`), Mengen (`std::set`) und assoziative Container (`std::map`). Jeder Container ist mit Iteratoren verbunden, die es erlauben, auf alle Elemente des Containers sukzessiv zuzugreifen. So genannte *Begin*- und *End*-Iteratoren beschreiben einen *Bereich* (oder *Range*), der über den Inkrementierungsoperator des Iterator-Typs durchlaufen werden kann. Die STL-Algorithmen sind auf der Basis beliebiger STL-Iteratoren definiert. Sie greifen auf die Inhalte der Container lediglich über Funktionsobjekte zu. Diese besitzen eine sehr einfache Schnittstelle, es wird lediglich der Funktionsaufruf-Operator benutzt, welcher in der Regel überladen sein wird.

Es gibt verschiedene Kategorien von Iteratoren, die unterschiedliche Zugriffsmuster erlauben. Die einfachste Kategorie, die auch in den anderen enthalten ist, ist der *Vorwärts-Iterator* (*Forward Iterator*). Dieser erlaubt über den C++-Inkrementierungsoperator ausschließlich den sequentiellen Durchlauf eines Bereichs.

## A.2 ROOT — Eine Umgebung für interaktive Physik-Analyse

Das ROOT-System (BR97) stellt eine Umgebung für die Analyse großer Datenmengen bereit. Der Datenzugriff ist auf die in der Teilchenphysik vorherrschenden Muster optimiert. Weiterhin werden Histogramm-Klassen, Klassen zur Anpassungsrechnung, Extremwertberechnung und Graphik bereitgestellt. ROOT stellt Container zur Verfügung, die im Gegensatz zur C++-Standardbibliothek nicht den Template-Mechanismus, sondern die Polymorphie der zu speichernden Objekte nutzen. Es



werden deshalb nur von der ROOT-Klasse `TObject` abgeleitete Klassen gespeichert. Der C++-Interpreter *CINT* erlaubt eine interaktive Nutzung aller Objekte. Zusätzliche Programme können als Bibliotheken dynamisch geladen und ausgeführt werden.

## A.2.1 Der C++-Interpreter CINT

Die Benutzerschnittstelle des interaktiven ROOT-Systems ist der C++-Interpreter CINT. Dieser liest zeilenweise Eingaben und führt sie aus. Mögliche Aktionen sind das Erzeugen, Löschen oder Manipulieren von Objekten und der Aufruf von Funktionen. Sowohl *Makro*-, also im Textformat vorliegende, als auch compilierte Funktionen können aufgerufen werden. Für letztere muss allerdings eine Beschreibung des compilierten Codes, das so genannte *Dictionary*, vorliegen.

## A.2.2 ROOTs objekt-orientierte Datenbank

ROOT erlaubt die *persistente* Speicherung von Objekten in einer *Objekt-orientierten Datenbank* (*OODB*). Damit können sie dauerhaft und unabhängig von ihren ausführenden Prozessen existieren.

Beim Anlegen eines Objekts in der Datenbank berücksichtigt ROOT über Zeiger verkettete Objekte, so dass nahezu beliebige zusammenhängende Netze gespeichert werden können. Für alle zu behandelnden Objekte müssen *Dictionary*-Einträge vorhanden sein.

Eine Datenbank-Datei enthält ein hierarchisches System von Verzeichnissen und so genannten *Trees*. Diese enthalten Abbilder der Objekte, die mit der `GetEntry`-Funktion in den Arbeitsspeicher geladen werden können. Beispielsweise kann ein *Tree* hintereinander die verschiedenen gemessenen Ereignisse einer Datennahme enthalten. Ein *Tree* kann in so genannte *Branches* unterteilt sein, die Teile der Objekte enthalten und unabhängig voneinander geladen werden können.

Zusätzlich zur polymorphen Speicherung gibt es eine weitere, die auf die typischen Zugriffsmuster der Physik-Analyse optimiert ist. Es werden nicht-polymorphe Container („*Clones Arrays*“) benutzt, um eine „rechteckige“, tabellenartige Struktur zu erzeugen. Jeder Eintrag im Container entspricht einer Zeile der Tabelle. Die Zugriffsweise ist mit Hilfe von passend angelegten *Branches* darauf optimiert, einzelne Spalten zu lesen und in die im Rechnerpeicher reservierten Elemente einzutragen. Da die Größe des Containers für verschiedene Ereignisse unterschiedlich sein kann, müssen mögliche unbenutzte *Clones-Array*-Einträge am Ende dynamisch verdeckt werden. Das Ausblenden der für eine Analyse nicht benutzten Felder kann eine beträchtliche Verringerung des Zeitaufwands bewirken. Dieses Verfahren verletzt allerdings die Prinzipien der Objekt-Orientierung, da die *Data Members* sichtbar gemacht werden.

### A.3 Das *Entity-Relationship-Modell*

In diesem Abschnitt werden einige Grundlagen zum Verständnis des benutzten Datenmodells beschrieben. Das *Entity-Relationship-Modell* wurde 1976 von P. Chen vorgestellt (Che76). Es erlaubt eine allgemeine und implementationsunabhängige Beschreibung einer Datenbank. Die Datenbank wird als eine Ansammlung von Objekten und Beziehungen zwischen ihnen beschrieben.

Ein Objekt oder *Entity* (Entität) repräsentiert einen abstrakten oder physischen Gegenstand der realen Welt. Gleichartige Entities (also Entities mit gemeinsamen Eigenschaften) werden zu *Entity-Mengen* (oder Gegenstandstypen, Objekttypen) zusammengefasst. Eine Datenbank enthält endlich viele Entity-Mengen.

Die Eigenschaften der Entity-Typen werden durch seine *Attribute* bestimmt. Die Entities enthalten damit *Attributwerte*. Jedes Attribut besitzt einen *Wertebereich* (*Domain*), der beispielsweise durch den Datentyp des Attributs gegeben sein kann.

Ein *Schlüssel* (oder *Key*) ist ein Attribut, das jedes Entity einer Entity-Menge eindeutig identifiziert. Bei mehreren Schlüsseln muss ein *Primärschlüssel* definiert werden.

Ein Entity-Typ, die Deklaration einer Entity-Menge, umfasst einen eindeutigen Namen und die Festlegung aller Attribute mit Wertebereichen sowie die Angabe des Primärschlüssels.

Eine *Relationship-Menge* ist die Zusammenfassung von gleichartigen Beziehungen (oder *Relationen*, *Relationships*) zwischen Entities, die jeweils gleichen Entity-Mengen angehören. Ein wichtiges Merkmal der Beziehungen ist ihre *Kardinalität*. Es existieren folgende Typen:

- eins-zu-eins (*one-to-one*): *injektive Abbildung*,
- *n*-zu-eins (*many-to-one*): *funktionale Abbildung*,
- eins-zu-*n* (*one-to-many*): *invers funktionale Abbildung*,
- *n*-zu-*m* (*many-to-many*): *komplexe Abbildung*.

Der Satz von Entity-Mengen und ihren Relationen kann über Entity-Relationship-Diagramme veranschaulicht werden. Die hier vorgestellten Elemente werden durch folgende Symbole dargestellt:



Ein kleiner Ausschnitt der *Arte*-Entities ist in Abbildung A.1 gezeigt. Die Beziehungen der Elemente werden über Linien verdeutlicht. Die Kardinalität der Relationen wird an den Linien zwischen den Entities und ihren Relationen angezeigt. Das Beispiel enthält die Entity-Mengen TOPP (Teilchensorte), MTRA (Monte-Carlo-Wahrheit der Spuren) und RTRA (rekonstruierte Spuren). Die *one-to-many*-Beziehung MTTO ordnet

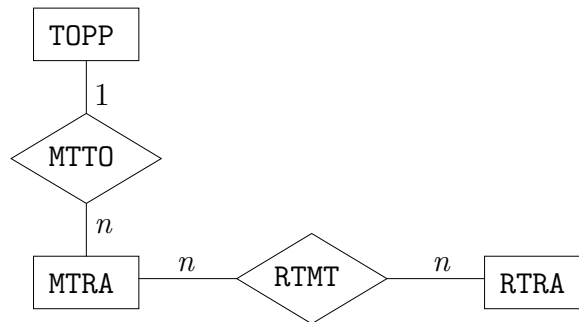


Abbildung A.1: Beispiel eines *Entity-Relationship*-Diagramms

jeder Monte-Carlo-Spur eine Teilchensorte zu. Umgekehrt können alle Inkarnationen eines bestimmten Teilchens gefunden werden. RTMT ist die *many-to-many*-Beziehung zwischen Monte-Carlo-Spuren und rekonstruierten Spuren.

### A.3.1 Implementation in Arte

Im Folgenden wird die *Arte*-Implementation eines Entity-Relationship-Modells beschrieben. Hier werden die Entity-Mengen als *Arte-Tabellen* (*Arte Tables*) bezeichnet. Sie werden in Dateien grundsätzlich sequenziell gespeichert und vor dem Zugriff auf die Entities vollständig in den Arbeitsspeicher geladen. Die verwendeten Datentypen sind ausschließlich ganze Zahlen, Gleitkommazahlen einfacher Genauigkeit sowie Zeichenfolgen fester Länge. Die Definition der Tabellen geschieht über eine Programmiersprachen-unabhängige Datenbeschreibungssprache (*Data Definition Language*). Die Anbindungen an FORTRAN, C und C++ werden daraus automatisch erzeugt.

Beim Zugriff auf die Entities in FORTRAN erhält jedes Entity eine laufende Nummer innerhalb seiner Tabelle als primären Schlüssel. Jedem Attribut ist eine spezielle *Arte*-Funktionen zugeordnet, die als Parameter den Schlüssel erhält und den jeweiligen Attributwert zurückgibt. Für *one-to-one*- und *many-to-one*-Beziehungen wird der primäre Schlüssel des zugehörigen Entities als Attributwert gespeichert. Die *one-to-many*- und *many-to-many*-Beziehungen sind als einfach verkettete Listen implementiert, für die ebenfalls Zugriffsfunktionen existieren.

#### Die C++-Anbindung

In der C++-Anbindung existieren keine Zugriffsfunktionen für die einzelnen Attribute, sondern ihre Anordnung im Rechnerpeicher wird ausgenutzt. Die Attribute jedes Entity-Typs können über eine heterogene Aggregation beschrieben werden und liegen in der Rechnerpeicher-Anordnung wie eine C-Struktur (*struct*) vor. Eine *Arte*-Tabelle setzt sich aus mehreren hintereinanderliegenden Instanzen dieser Struktur zusammen. Damit kann sie als *C++-Container* (vgl. Abschnitt A.1.5) implementiert wer-

ArteTable<TOPP> (sichtbar)	ArteVector<TOPP> (unsichtbar)
*ArteTable<TOPP>::begin()	→ TOPP #1 (name1, mass1, etc.)
*(ArteTable<TOPP>::begin()+1)	→ TOPP #2 (name2, mass2, etc.)
*(ArteTable<TOPP>::begin()+2)	→ TOPP #3 (name2, mass2, etc.)
...	
*(ArteTable<TOPP>::end()-1)	→ TOPP #n (namen, massn, etc.)
*ArteTable<TOPP>::end()	→ ungültige Position

Tabelle A.1: Die *Arte*-Tabelle als Container der C++-Standard-Bibliothek

den, der dieselbe Speicherbelegung wie die FORTRAN-Anbindung hat. Gewöhnliche C++-Container können als Primärschlüssel die Speicheradresse der Entities verwenden, wobei die Iteratoren als verallgemeinerte Zeiger diese Schlüssel verwalten können.

Die von *Arte* benutzte Speicherverwaltung *Zebra* legt alle Objekte in einem einzigen, linear adressierten Speicherbereich ab. Bei Größenänderungen einzelner Tabellen müssen möglicherweise andere verschoben werden. Das geschieht unsichtbar für das *Zebra*-benutzende Programm. Da die Entities bei der Veränderung einer anderen Tabelle im Speicher verschoben werden können, ist die über den C/C++-Referenzierungs-Operator „&“ zu erhaltende Speicheradresse eines Entities in keinem Fall ein gültiger Schlüssel.

Die *Arte*-C++-Anbindung stellt eine neue Klasse für die Primärschlüssel zur Verfügung: *ArtePointer*<T>. Für jede *Arte*-Tabellenstruktur T existiert eine Template-Instanziierung *ArtePointer*<T>. Jede Instanz eines *ArtePointer*<T> verweist auf ein Entity in der Entity-Menge T. Ihre überladenen Dereferenzierungsoperatoren „\*“ und „->“ liefern das bezeichnete Objekt zurück.<sup>5</sup> Ein *ArtePointer* kann auf „nichts“ zeigen, was in C++ durch die Adresse „0“ symbolisiert wird.

Ein *ArtePointer* verhält sich damit ähnlich einem gewöhnlichen Zeiger, mit dem Unterschied, dass er nicht über den Referenzierungs-Operator „&“ aus der Referenz auf ein Objekt gewonnen werden kann. In Algorithmen muss er deshalb immer mitgeführt werden, da dereferenzierte Objekte ihre Identität verlieren. Um dieses zu erreichen, wird eine Indirektion eingeführt. In Tabelle A.1 ist das Konzept veranschaulicht. Eine *Arte*-Tabelle besteht aus *n* *ArtePointer*n, die die Entities 1 bis *n* der Tabelle referenzieren. Die *ArtePointer* existieren nicht im Rechnerpeicher sondern werden beim Dereferenzieren der Iteratoren dynamisch erzeugt. Die Attribute der Entities werden im nicht direkt zugänglichen Container *ArteVector*<T> gehalten.

<sup>5</sup>Die Zuordnung des Entity-Typs zum Speicherbereich geschieht über die *Template-Spezialisierung*, welche es erlaubt, zu jeder Template-Instanz eine unterschiedliche Funktionsdefinition einzuführen.

## Relationen

Die Beziehungen zwischen den Tabellen sind als *Data Members* zugänglich. Für *one-to-one*- und *many-to-one*-Beziehungen zeigt ein `ArtePointer` auf das jeweils verknüpfte Objekt. Die *Data Members* `ArteRelationPointer` der *one-to-many*- und *many-to-many*-Beziehungen stellen über die Member-Funktionen `begin()` und `end()` einen *C++-Bereich* des Vorwärts-Iterators `ArteRelationIterator<T>` zur Verfügung. Beispielsweise werden mit dem folgenden Code-Fragment die Verweise (also `ArtePointer<RTRA>`) der zum Schlüssel `ArtePointer<MTRA> mtra` rekonstruierten Spuren in den Vektor `rtra` kopiert.

```
std::vector<ArtePointer<RTRA> > reconstructedFromMtra;  
std::copy( mtra->rtra.begin(), mtra->rtra.end(),  
          std::back_inserter( reconstructedFromMtra ) );
```

Das auf der MTRA-Seite zur Relation RTMT gehörende Attribut heißt also `rtra` und die Dereferenzierung des `begin()`- und `end()`-Iterators ergibt einen `ArtePointer<RTRA>`.

Zum Erzeugen der Relationen wird die überladene Funktionen `createRelation` bereitgestellt. Diese ermittelt aus den Parameter-Typen die beteiligten *Arte*-Tabellen und setzt die Relation über die tieferliegende *Arte*-Speicherverwaltung auf.

Das hier vorgestellte Konzept spielt auch außerhalb von *Arte* eine Rolle. Seine Erweiterung auf den *Clue*/ROOT-Zusammenhang wird in Kapitel B.4.4 beschrieben.

## B *Clue* — Ein Physikanalyse-Werkzeug für HERA-B

In diesem Kapitel soll die Klassenbibliothek *Clue* beschrieben werden, die einen wesentlichen Anteil des Beitrags dieser Arbeit am HERA-B-Projekt darstellt.

### B.1 Planung und Einordnung

Das Werkzeug soll die Arbeit bei der Physikanalyse vereinfachen. Dabei kann es die Selektion von Teilchen unterstützen und die Enumeration von Teilchen-Kombinationen schematisieren. Weiterhin soll ein Vergleich von rekonstruierten Signalen zu ihren Pendants in der Monte-Carlo-Wahrheit möglich sein. *Clue* arbeitet jeweils innerhalb eines Ereignisses. Es deckt weder die Auswahl der zu analysierenden Ereignisse, noch die Kombination möglicher verschiedenartiger Ereignisdatenströme ab.

#### B.1.1 Objekt-Orientierung

Die Abstraktionsebene, auf welcher die Analyse der Daten von Experimenten in der Teilchenphysik arbeitet, kann sehr gut über einen objekt-orientierten Programmiersatz unterstützt werden. Es existieren bereits mehrere Bibliotheken, die Rechnungen mit räumlichen und Lorentz-Vektoren in einer an die mathematische angelehnten Notation erlauben.

#### B.1.2 Erweiterungen der Rekonstruktions-Strukturen

Die wichtigen Strukturen der HERA-B-Ereignisrekonstruktion sind mit ihren *Clue*-Entsprechungen in Tabelle B.1 aufgelistet. In der *Arte*-Speicherverwaltung können Instanzen der einzelnen Strukturen lediglich in genau einem Container existieren. Der Typname und ein Index beschreiben deshalb eindeutig die Identität eines Objektes. In C/C++ können Instanzen an verschiedenen Speicherstellen abgelegt werden. Die Container haben grundsätzlich<sup>1</sup> andere Namen als die Typen der Objekte, die sie enthalten.

Die Analyse ergänzt ein Teilchen-Konzept: **Clue::Particle**. Diese Klasse verwaltet mehrere Verweise auf andere Objekte und kann nur mit Konstruktoren und

---

<sup>1</sup>Die Unterschiede werden schon durch übliche Namenskonventionen erzwungen.

<i>Arte</i> Tabelle	<i>Clue</i> -Klasse	Beschreibung
RTRA	RecoTrack	rekonstruierte Spuren
RVER	RecoVertex	rekonstruierte Vertizes
RCCL	EcalCluster	rekonstruierter ECAL-Cluster
RSEG	$\left\{ \begin{array}{l} \text{VDS\_Track} \\ \text{OTR\_SpacePoint} \\ \text{RICH\_Track} \\ \text{MuonTrack} \end{array} \right\}$	rekonstruiertes Spursegment (nur für Rekonstruktionsstudien)
MTRA	MC_Track	Monte-Carlo-Spur
MVER	MC_Vertex	Monte-Carlo-Vertex
TOPP	ClTOPP	Eintrag in <i>Table of Particle Properties</i>
GTAR	ClWire	HERA-B-Target

Tabelle B.1: Adaption der Arte-Strukturen

Destruktoren konsistent gehalten werden. Es kann deshalb keine *Arte*-Entsprechung geben.

## B.2 Beschreibung ausgewählter *Clue*-Klassen

In den Programmbeispielen wird folgende Schrifttypkonvention benutzt:

<b>Fettdruck</b>	<i>Clue</i> -Klassen, -Memberfunktion, -Data-Members
Schreibmaschine	globale, von <i>Clue</i> definierte Objekte (Teilchennamen und Verweise auf RecoTrack-Member)
keine Auszeichnung	C/C++-Schlüsselwörter
<i>Kursivdruck</i>	beliebige Bezeichner

Alle *Clue*-Klassen und vorgegebenen Objekte liegen im **Clue**-Namespace. Sie werden deshalb durch ein vorangestelltes **Clue::** aufgelöst oder in beschränkten Bereichen über ein „using namespace“ ausgewählt.

### B.2.1 Spurklassen

Die Hierarchie der Spurklassen ist in Abbildung B.1 dargestellt. Die mit Dreiecken markierten Linien symbolisieren eine Vererbungsbeziehung, wobei die jeweilige Basis-klassse oben steht. Die abstrakte Basis-Klasse ist **TrackBase**. Sie deklariert folgende Methoden der abgeleiteten Klassen:

lorentzVector()	Vierervektor der Spur
mass()	rekonstruierte oder angenommene Masse
lock()/unlock()	(für Kombinationen benutzt) .

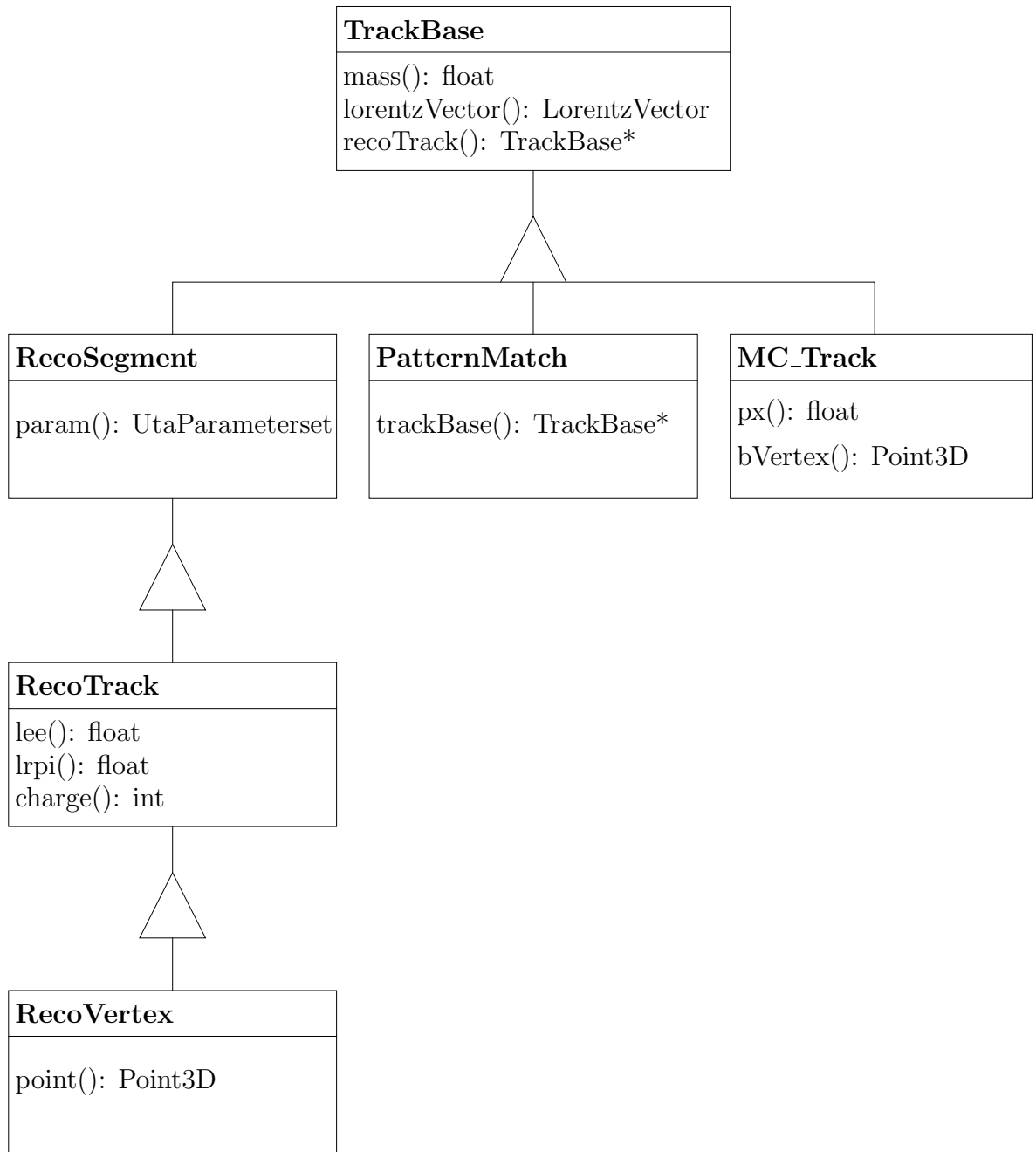


Abbildung B.1: *Clue*-Spurklassen



Die ableitenden Klassen sind dafür zuständig, diese Methoden zu implementieren. Beispielsweise kann ein **RecoVertex** eine Masse rekonstruiert haben, eine Monte-Carlo-Spur die Teilchenmasse angeben und ein **Particle** die Teilchenhypothese verwenden. Monte-Carlo-Spuren speichern ihren Impuls und einen Verweis auf einen Monte-Carlo-Vertex, der die Ortsinformation liefern kann. Auf der Rekonstruktions-Seite werden die Spurparameter innerhalb der **RecoSegment**-Klasse gespeichert. *RecoTrack* besitzt zusätzliche Informationen zur Teilchenidentifikation. *RecoVertex* speichert einen Vertex, beispielsweise das Ergebnis einer Anpassungsrechnung. Die von *RecoTrack* geerbten Spurparameter werden zum Speichern der einlaufenden Spur, also zumeist der Summenspur, benutzt. Die im nächsten Abschnitt näher beschriebene Klasse **Particle** verwaltet einen Verweis auf eine rekonstruierte oder Monte-Carlo-Spur.

## B.2.2 Musterbasierte Analyse

Der größte Teil einer Analyse in der Teilchenphysik besteht aus der Suche nach Mustern in den gemessenen Daten und dem Zählen oder Vermessen der passenden Elemente. *Clue* stellt dazu eine Klasse **Clue::Pattern** zur Verfügung.

Diese beschreibt ein Muster, das die Annahme eines bestimmten Teilchens mit den Eigenschaften einer gemessenen Spur verbindet. Die Teilchensorten liegen als globale Objekte der Klasse **CIPdtEntry** im *Clue*-Namespace vor, wie beispielsweise `e_minus` und `Jpsi`. Verweise auf Methoden der rekonstruierten Spuren existieren ebenfalls als globale Objekte, wie zum Beispiel `charge` (Ladung) und `lee` (Elektron-Wahrscheinlichkeit aus der ECAL-Messung). Diese Objekte sind vom Typ **ClMember**, welcher von **ClProperty** abgeleitet ist. Sie werden „*Property*-Objekte“ genannt. Damit ergeben sich insgesamt drei verschiedene Methoden, auf die **RecoTrack**-Informationen zuzugreifen:

- *Accessor*-Funktion, die Methode, die einzelne Daten liefert, ohne schreibenden Zugriff auf das Objekt zu erlauben,
- *Property*-Objekt, ein Verweis auf eine Member-Funktion,
- der direkte Zugriff auf den *Data Member*. Dieser ist durch die Struktur der *ROOT*-Datenbank gegeben (vgl. Abschnitt A.2.2). Deren *Branches* tragen die Namen der *Data Members*.

Die folgende Tabelle zeigt einige Beispiele für die verschiedenen Zugriffsmethoden auf **RecoTrack**-Daten:

<i>Property-Objekt</i>	<i>Accessor-Funktion</i>	<i>Data Member</i>	Beschreibung
<code>charge</code>	<code>charge</code>	<code>Charge</code>	Ladung $(-1, 0, 1)$
<code>lee</code>	<code>lee</code>	<code>Lee</code>	ECAL: <i>Likelihood</i> der Electron-Hypothese
<code>p</code>	<code>p</code>		Impuls
<code>pt</code>	<code>pt</code>		Transversalimpuls

Die ersten zwei Elemente greifen auf private *Data Member* von RecoTrack zu. In der Datenbank sind diese als *Branches* sichtbar. Die Memberfunktionen **p** und **pt** führen eine Rechnung aus, da die Spurklasse lediglich den inversen Impuls sowie die Spurrichtung enthält.

Property-Objekte können mittels überladener binärer Operatoren kombiniert werden. Eine Teilchenart wird über die Memberfunktion **CIPdtEntry::with** mit einem Property-Objekt verbunden. Das folgende Programmfragment illustriert die Anwendung des Property-Objekt-Zugriffs und die Selektion von Spuren:

---

```
Pattern ePat      = Pattern( e_minus.with( lee > .8 ) );
ParticleList electrons;
ePat.select( *event->tracks, electrons );
```

---

Hier wird zunächst das **Pattern** *ePat* erzeugt, welches Spuren mit  $lee > 0.8$  selektieren kann. Für die ausgesuchten Spuren wird die Elektronhypothese (*e\_minus*) aufgestellt werden. Die zu füllende Liste wird in der nächsten Zeile instanziiert und in der letzten Zeile wird das Muster schließlich benutzt, um die Liste mit Elektronkandidaten zu füllen.

Eine Pattern ist nicht auf die Selektion einzelner Spuren beschränkt, sondern kann auch Zerfälle rekonstruieren. Die Memberfunktion **CIPdtEntry::decaysTo** beschreibt einen Zerfall. Die **Pattern::select**-Funktion rekonstruiert automatisch die nötigen Vertizes, wie das folgenden Beispiel zeigt:

---

```
Pattern ePat      = Pattern( e_minus.with( lee > .8 ) );
Pattern jpsiPat = Pattern( Jpsi.decaysTo(   ePat.with( charge < 0 )
                                           & ePat.with( charge > 0 ) ) );

ParticleList jpsiCand;
jpsiPat.select( *event->tracks, jpsiCand );
```

---

Hier wird zunächst das **Pattern** *ePat* erzeugt, welches später selektierte Spuren als  $e^-$  ansieht, und Spuren mit einem *lee*-Eintrag, der größer als 0.8 ist, auswählt. Das nächste **Pattern** wird unter Benutzung des schon vorhandenen definiert. Es wird einmal mit der Bedingung positiver und einmal mit der negativer Ladung als Teil der Zerfallsprodukte eines  $J/\psi$  erzeugt. Danach wird zur Aufnahme der selektierten Teilchen **ParticleList** *jpsiCand* erzeugt, die im nächsten Schritt gefüllt wird mit dem Ergebnis der Anwendung von *jpsiPat* auf die Liste der rekonstruierten Spuren *\*event->tracks*.

### B.2.3 Kombination von Teilchen

Die systematische Kombination von Teilchen geschieht über die **Clue::Combiner**-Klasse. Ein **Combiner**-Objekt wird mit mehreren Teilchenlisten initialisiert und gibt bei der Dereferenzierung eine Liste einer Kombination der Teilchen aus jeweils einer Liste zurück. Der Inkrement-Operator aktiviert in einer systematischen Weise die jeweils nächste Kombination.

---

```

ParticleList eMinus;
ParticleList ePlus;
ParticleList jpsi;
ePat.with(charge<0).select( *event->tracks, eMinus );
ePat.with(charge>0).select( *event->tracks, ePlus );

for( Combiner j = Combiner( eMinus, ePlus ); !j.end(); ++j ) {
    RecoVertex v( *j );
    if( v.valid() ) jpsi.push_back( Particle( jpsi, v ) );
}

```

---

Hier werden auf die zuvor beschriebene Weise die Teilchenlisten *eMinus* und *ePlus* gefüllt, und danach Teilchenpaar-weise kombiniert. Aus den Kombinationen wird ein Vertex **RecoVertex** *v* erzeugt. Bei der automatisch ausgeführten Anpassungsrechnung wird die Gültigkeit des Vertex festgestellt und mit der Member-Funktion **valid** abgefragt. Im Fall einer positiven Antwort wird explizit ein **Particle** aus dem *J/ψ*-Code und dem Vertex erzeugt. Bei der Erzeugung des Teilchens wird das Vertex-Objekt kopiert, da das Objekt *v* am Ende der Schleife zerstört wird.

## B.3 Einbettung in die ROOT-Umgebung

ROOT wurde als möglichst vollständige Umgebung zur Physikanalyse zu einer Zeit geplant, als die C++-Sprachdefinition noch gelegentlichen Änderungen ausgesetzt war. Die damals benutzten C++-Compiler konnten die Änderungen nur mit einer gewissen Verzögerung berücksichtigen. ROOT ist deshalb in einer eher an *C* orientierten, traditionellen Art gestaltet. Für neue Programmmodule muss entschieden werden, ob sie den ROOT-Stil aufnehmen oder sich nach den heute üblichen C++-Konventionen richten sollen. Das *Clue*-Projekt wurde zu einer Zeit begonnen, als größere Teile der C++-Definition konvergiert waren und konnte deshalb die Sprache so benutzen, wie sie von ihrem Entwickler in (Str97) beschrieben wird.

### B.3.1 ROOT-Container

Die ROOT-Container entsprechen nicht dem Verhalten der C++-Standard-Bibliothek. Der Typ der gespeicherten Daten ist nicht über den Template-Mechanismus festgelegt, sondern kann lediglich durch das Abfragen der gespeicherten Informationen erhalten werden. *Downcasts* sind unumgänglich. Weiterhin weicht die Benutzung der Iteratoren sehr vom Sprachstandard ab.

Zur Erleichterung der Arbeit mit *Clue* werden *Wrapper*-Klassen bereitgestellt, die Template-Container und STL-Iteratoren für die ROOT-Klassen bereitstellen. Diese sind im Paket *Gate* zusammengestellt (vgl. Abschnitt B.4.4). Sie erben die Eigenschaften der ROOT-Container, nämlich *Persistenz* zu erlauben, und die Einschränkung,

ausschließlich Zeiger auf von **TObject** geerbte Objekte zu verwalten. Damit diese Container mit dem richtigen Typ gespeichert werden können, muss eine *explizite Instanziierung* der Klassen vorgenommen werden.

### B.3.2 Ereignisdaten-Speicherung

Die Daten liegen in ROOT-OODB-Dateien vor. Die Container, die die *Clue*-Objekte der rekonstruierten Daten enthalten, werden im ROOT-*Split*-Modus gespeichert (vgl. Abschnitt A.2.2).

### B.3.3 Der C++-Interpreter

Alle *Clue*-Klassen und -Funktionen können im C++-Interpreter *CINT* benutzt werden. Beispielsweise können *Patterns* erzeugt und damit Daten analysiert werden. Der Interpreter erweist sich beim Test von Algorithmen und Parametern als sehr hilfreich. Er erlaubt das interaktive Erstellen von Diagrammen.

## B.4 Implementierung

Die Organisation der HERA-B-Software wird auf den zwei Ebenen „*Projekt*“ und „*Modul*“ strukturiert. Ein *Projekt* bezeichnet die hohe Ebene. Ein Projekt umfasst sämtliche Programme eines abgeschlossenen Bereichs und verfügt über eine eigene Versionsnummerierung. Jedes Projekt kann aus mehreren Modulen bestehen. Beispielsweise ist *Arte* ein Projekt. Das *Modul* ist ein Teil eines Projekts. Es besitzt nicht notwendigerweise eine eigene Versionsnummerierung.

### B.4.1 Das Bee-Projekt

Das Projekt *Bee* umfasst mehrere C++-Module zur Ereignisanalyse. Das Paket *Clue* ist ein Modul des *Bee*-Projekts. *Bee* enthält weitere Module, auf welche *Clue* zugreift. Die Verzeichnisstruktur des *Bee*-Projektes sieht wie folgt aus:

```
${HBROOT}/BEE/${BEEVERS}/geometry/  
    /Uta/  
    /clue/  
    /include/Geometry/  
        /Uta/  
        /Gate  
        /Clue/  
    /lib/
```

Die plattformabhängigen Binärdaten befinden sich in `lib/`. Um die Klassen in anderen Projekten zu verwenden, benötigt man den Pfad der *Header*-Dateien `include/`. Die anderen drei Verzeichnisse enthalten die Quellen der einzelnen Module.

## B.4.2 Geometry

Das Modul *Geometry* stellt Klassen zur Behandlung geometrischer Aufgaben bereit. Die zwei wichtigsten sind **AtRay** und **AtLine**. Erstere beschreibt eine unendlich ausgedehnte, gerade Linie in drei Dimensionen, letztere eine beidseitig begrenzte Linie. Es existieren Funktionen zur Abstandsberechnung und zur Darstellung der Linien.

## B.4.3 Uta

Die Bibliothek *UTA* (*Unified Tracking and Analysis Library*) ist in (Rie98) beschrieben. Für den Einsatz in *Bee* wurde sie angepasst und die Persistenz hinzugefügt. *Uta* stellt ein allgemeines Konzept zur Arbeit mit Teilchenparametern zur Verfügung. Die Bibliotheksdatei heißt `libuta- $\{cxx\}$ .so`.

## B.4.4 Gate

*Gate* enthält die beschriebene Einhüllung der ROOT-Container in STL-kompatible Klassen. Es handelt sich um die Verallgemeinerung des *Arte-C++-Interfaces* (Planungen dazu finden sich in BMAG96).

Die Zuordnung der Template-Instanziierung der Container zu den Objekt-Instanzen geschieht über die *Template-Spezialisierung*. *Gate* besteht hauptsächlich aus *Header*-Dateien, die *inline*-Funktionen enthalten. Die benutzenden Pakete müssen die verwendeten Klassen *explizit* instanziiieren.

## B.4.5 Clue

*Clue* enthält die zuvor beschriebenen Analyse-Klassen. Diese und weitere werden in der Bibliothek `libclue- $\{cxx\}$ .so` bereitgestellt.

## C Statistik bei Lebensdauermessungen

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Zerfallszeit  $t$  ist

$$p(t) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad . \quad (\text{C.1})$$

Daraus folgt die *Likelihood* einer Lebensdauer  $\tau$  bei  $n$  Zerfallszeitmessungen

$$L(\tau) = e^{-\frac{1}{\tau} \sum_{i=1}^n t_i - n \ln \tau} \quad . \quad (\text{C.2})$$

Mit der *Maximum Likelihood*-Methode ergibt sich der wahrscheinlichste Wert für die Lebensdauer als der Durchschnitt der Zerfallszeiten. Der statistische Fehler in Abhängigkeit von der wahren Lebensdauer  $\tau_0$  ist

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \frac{1}{n} (\langle t_i^2 \rangle - \langle t_i \rangle^2) \\ &= \frac{1}{n} \left( \frac{1}{\tau_0} \int t^2 e^{-\frac{t}{\tau_0}} dt - \tau_0^2 \right) \\ \Rightarrow \sigma &= \frac{\tau_0}{\sqrt{n}} \quad . \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

Andererseits kann der Fehler aus der Ableitung der Likelihood  $L(\tau)$  an der wahrscheinlichsten Stelle  $\tau^*$  bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tilde{\sigma}^2} &= - \frac{d}{d\tau^2} \ln L(\tau) \Big|_{\tau=\tau^*} \\ &= \frac{2}{\tau^3} \sum_{i=1}^n t_i - \frac{n}{\tau^2} \Big|_{\tau=\tau^*} \\ \Rightarrow \tilde{\sigma} &= \frac{\tau^*}{\sqrt{n}} \quad , \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

mit  $\tau^* = \tau_0 + \mathcal{O}(\frac{1}{n})$ . Zur Beurteilung eines Messfehlers sind die Aussagen aus Gleichung C.3 und C.4 äquivalent.

Diese Betrachtungen vernachlässigen Akzeptanzeffekte des Detektors. Im Fall einer geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit von Zerfallszeitbereichen oder Zerfallszeitschnitten muss die wahrscheinlichste Lebensdauer anhand des maximalen  $L(\tau)$  in Gleichung C.2 bestimmt werden.

# Literaturverzeichnis

- A<sup>+</sup>93** ALBRECHT, H. et al.: The Interest in Studying Beauty Baryon in pN Interactions at HERA. (1993). – Contributed to International Workshop on Physics at HERA with Internal Targets, Hamburg, Germany, 21-23 Sep 1993
- A<sup>+</sup>98** ABE, F. et al.: Measurement of B hadron lifetimes using  $J/\psi$  final states at CDF. In: *Phys. Rev. D* 57 (1998), S. 5382–5401
- A<sup>+</sup>99** ALEXOPOULOS, T. et al.: A measurement of the b anti-b cross section in 800-GeV/c proton silicon interactions. In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), S. 41–44
- AJ94** ATWOOD, W. ; JAROS, J. A.: Lifetimes. In: (Sto94), S. 364
- Alb96** ALBRECHT, Hartwig: *Arte. The Event Analysis and Reconstruction Tool for HERA-B*. 1996. – HERA-B Note. URL:<[http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/arte/arte\\_manual.ps](http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/arte/arte_manual.ps)>
- B<sup>+</sup>94** BRUN, R. et al.: *GEANT — Detector Description and Simulation Tool*. 1994. – Program Library W5013. CERN
- B<sup>+</sup>00** BARGIOTTI, M. et al.: Present knowledge of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrix. (2000). – HERA-B Note 00–012
- ber99** *Berkeley DB*. 1999 . – Proceedings of the 1999 Summer Usenix Technical Conference, Monterey, California, June 1999
- Big89** BIGI, I. I.: *CP Violation in B Decays: Exactly Like in K Decays – Only Different!* (1989). – Invited plenary talk at Workshop on B Factories and Related Physics Issues, Blois, France, Jun 26 - Jul 1, 1989
- BMAG96** BORGMEIER, C. ; MANKEL, R. ; ALBRECHT, H. ; GELLRICH, A.: *Proposal for a C/C++ Interface for the ARTE Data Tables*. 1996. – HERA-B Note 96-g03
- BR97** BRUN, Rene ; RADEMAKERS, Fons: ROOT — An Object Oriented Data Analysis Framework. In: *Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A* 389 (1997), 1997. – URL:<<http://root.cern.ch/>>, S. 81–86

- CCFT64** CHRISTENSON, J. H. ; CRONIN, J. W. ; FITCH, V. L. ; TURLAY, R.: Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), S. 138
- Che76** CHEN, P. P.: The entity-relationship model: Towards a unified view of data. In: *ACM Trans. Database Systems* 1 (1976), S. 9–36
- CZ93** CN/ASD GROUP ; ZOLL/ECP, J.: *ZEBRA Users Guide*. 1993. – Program Library Q100. CERN
- DERS99** DUJMIC, D. ; ECKMANN, R. ; REEVES, K. ; SCHWITTERS, R. F.: *Measuring Momentum with the HERA-B RICH and ECAL*. 1999. – HERA-B note 99–100
- DFN84** DRIJARD, D. ; FISCHER, H. G. ; NAKADA, T.: Study of Event Mixing and Its Application to the Extraction of Resonance Signals. In: *Nucl. Instr. Meth.* A225 (1984), S. 367
- FK93** FRIDMAN, A. ; KINNUNEN, R.: Comments on beauty baryon decays and CP violation effects. (1993). – Contributed to 5th International Symposium on Heavy Flavor Physics, Montreal, Canada, 6-10 Jul 1993
- FMNR97** FRIXIONE, Stefano ; MANGANO, Michelangelo L. ; NASON, Paolo ; RIDOLFI, Giovanni: Heavy-quark production. (1997). – CERN-TH/97–16, hep-ph/9702287
- For94** FORTY, Roger: Lifetimes of heavy flavor particles. (1994). – Invited talk at 14th International Conference on Physics in Collision (PHYSICOLL94), Tallahassee, FL, 15–17 Jun 1994
- GHJV94** GAMMA, Erich ; HELM, Richard ; JOHNSON, Ralph ; VLISSIDES, John: *Design Patterns: Elements of Reusable Object-Oriented Software*. 1st. Massachusetts : Addison Wesley, 1994
- GM98** GELLRICH, A. ; MEDINNIS, M.: HERA-B higher-level triggers: Architecture and software. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A408 (1998), S. 173
- H<sup>+</sup>95** HARTOUNI, E. et al. *HERA-B. An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring. Design Report*. DESY-PRC 95/01. 1995
- Igo97** IGONKINA, O.: *Marple — Version 1.03* —. 1997. – HERA-B note 98–129
- IKL99** IVARSSON, J. ; KREUZER, P. ; LOHSE, T.: *PYTHIA and FRITIOF: Event Generators for HERA-B*. 1999. – HERA-B Note 99–067



- ISVZ97** IGONKINA, O. ; SPHIGHI, R. ; VILLA, M. ; ZOCCOLI, A.: *ECAL performances for  $J/\psi$  reconstruction*. 1997. – HERA-B note 97–150
- IW94** ISGUR, N. ; WISE, M. B.: Heavy Quark Symmetry. In: (Sto94), S. 231
- J<sup>+</sup>95** JANSEN, D. M. et al.: Measurement of the bottom quark production cross-section in 800-GeV/c proton - gold collisions. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), S. 3118–3121
- Jun97** JUNK, T. R.: A review of B hadron lifetime measurements from LEP, the Tevatron, and SLC. (1997). – 2nd International Conference on B Physics and CP Violation (BCONF 97), Honolulu, HI, 24-28 Mar 1997
- KM73** KOBAYASHI, M. ; MASKAWA, T.: CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. In: *Prog. Theor. Phys.* 49 (1973), S. 652
- KM94** KISEL, I. ; MASCIOCCHI, S.: *CATS — A Cellular Automaton for Tracking in Silicon for the HERA-B Vertex Detector*. 1994. – HERA-B Note 99–242
- L<sup>+</sup>94** LOHSE, T. et al. *An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring, Proposal*. DESY-PRC 94/02. 1994
- LMSN99** LOHSE, T. ; MANKEL, R. ; SEITZ, R. ; NOWAK, S.: *MCREC: A General Tool for Digitization and Reconstruction of Monte Carlo Data for Physics at HERA-B*. 1999. – HERA-B Note 99–124, Software Note 99–021
- Loh95** LOHSE, T.: *Vertex Reconstruction and Fitting*. 1995. – HERA-B Note 95–013, Software Note 95–002
- Loh97** LOHSE, T.: *Wire Target Geometry and Tagging Performance*. 1997. – HERA-B Note 97–085, Target Note 97–004
- Man97a** MANKEL, R.: A Concurrent Track Evolution Algorithm for Pattern Recognition in the HERA-B Main Tracking System. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A395 (1997), S. 169
- Man97b** MANKEL, R.: *PRISM, The HERA-B Event Display and its Tcl/Tk User Interface*. 1997. – HERA-B Note 97–090
- Man97c** MANNEL, T.: Heavy-quark effective field theory. In: *Rept. Prog. Phys.* 60 (1997), S. 1113
- Man99** MANKEL, R.: *A ‘Canonical’ Procedure to Fix External Degrees of Freedom in the Internal Alignment of a Tracking System*. 1999. – HERA-B Note 99–087

- Mel98** MELE, S.: *Experimental constraints on the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrix*. 1998. – hep-ph/9808411
- Neu94** NEUBERT, Matthias: Heavy quark symmetry. In: *Phys. Rept.* 245 (1994), S. 259–396
- Nör99** NÖRENBERG, M.: *Objektorientierte Simulation der Trigger Decision Unit des HERA-B First Level Triggers*. 1999. – Diplomarbeit, Universität Hamburg
- OS00** OEST, Thorsten ; SAMTLEBEN, Dorothea: *Reconstruction of  $J/\psi$  in 1999 data*. 2000. – HERA-B Note 00–003
- Par98** PARTICLE DATA GROUP: *Review of Particle Physics*. The European Physics Journal, 1998
- Pi92** PI, Hong: An Event generator for interactions between hadrons and nuclei: FRITIOF version 7.0. In: *Comput. Phys. Commun.* 71 (1992), S. 173
- Rie97** RIELING, J.: *Entwicklung eines Silizium-Vertex-Detektors für das HERA-B-Experiment*. 1997. – Dissertation Universität Heidelberg
- Rie98** RIELING, Jörg: *UTA — Unified Tracking and Analysis Library*. 1998. – URL:<<http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/misc/uta.ps>>
- Sch94** SCHRÖDER, H.:  $B\bar{B}$  Mixing. In: (Sto94), S. 449
- Sch99a** SCHMELLING, M.: *Evidence for Heavy Flavours in the '99 Magnet-Off Data*. 1999. – HERA-B Note 99–176
- Sch99b** SCHMELLING, M.: *The HOLMES Program Package*. 1999. – HERA-B Note 99–086
- Sch00** SCHWANKE, U.: *Trigger and Reconstruction Farms in the HERA-B-Experiment and Algorithms for a Third Level Trigger*. 2000. – Dissertation Humboldt-Universität zu Berlin (in Vorbereitung)
- Sjo94** SJOSTRAND, Torbjorn: High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. In: *Comput. Phys. Commun.* 82 (1994), S. 74–90
- Spr00** SPRATTE, S.: *Betrieb des HERA-B Target am HERA p-Ring*. 2000. – Dissertation Universität Dortmund (in Vorbereitung)
- Sto94** STONE, Sheldon (Hrsg.): *B Decays*. 2nd Edition. World Scientific Co. Pte. Ltd., 1994

- Str97** STROUSTRUP, Bjarne: *The C++ Programming Language*. Third. Addison-Wesley, 1997
- Vil94** VILOT, M. J.: An Introduction to the Standard Template Library. 6 (1994), Oktober, Nr. 8, S. 22–29, 35
- Vil97** VILLA, M.: *Process Report on Calorimeter Reconstruction*. 1997. – HERA-B note 97–135
- Vil99** VILLA, M.: *ECAL Reconstruction: Status Update*. 1999. – HERA-B note 99–030
- Wag99** WAGNER, W.: *The HERA-B Vertex Detector: First Results From Detector Commissioning*. 1999. – HERA-B Note 99–232
- Wol83** WOLFENSTEIN, Lincoln: Parametrization of the Kobayashi-Maskawa-Matrix. In: *Phys. Rev. Lett.* 51 (1983), S. 1945
- Zoc99a** ZOCCOLI, A.: *Getting Ready for CP Violation*. 1999. – Coll. Meeting, Febr. 8th–12th, 1999, Plenary Physics Meeting, HERA-B Note 99–049
- Zoc99b** ZOCCOLI, A.: *Magnet off data analysis status*. 1999. – PRC Referee Meeting, May 11th 1999, HERA-B Note 99–091

# Danksagungen

Mein Dank geht an Prof. Dr. Thomas Lohse für die weitsichtig gewählte und interessante Aufgabenstellung, die Betreuung meiner Arbeit, die Vermittlung in das Graduiertenkolleg „GK 271“, viele Hinweise und Kommentare und die Übernahme des Erstgutachtens.

Ich danke Rainer Mankel für jede Menge gute Ratschläge, das Korrekturlesen und tiefsinnige Kommentare. Außerdem für mehrere Pizzas und unzählige Kaffees.

Hartwig Albrecht danke ich für Unterstützung sowohl in der Software-Welt als auch im richtigen Leben. Ich danke Michael Schmelling für vielfältige Hilfen und Erklärungen zum Vertexdetektor und zur Physik.

Ich danke Andreas Gellrich für die inzwischen einige Jahre andauernde moralische Unterstützung, nette Geburtstagsfeiern (\*duck\*) und das Korrekturlesen. Dirk Krücker danke ich für viele Antworten zu Theoriefragen und für das Korrekturlesen.

Weiterhin danke ich Thorsten Glebe für die Übernahme des BEE/Clue-Projektes, Michael Nörenberg für ein Bild und Reiner Seitz für die Monte-Carlo-Produktion in der letzten Minute. Jörg Rieling danke ich für gute Zusammenarbeit, hilfreiche Diskussionen und einige Einladungen nach Delmenhorst. Weiterhin danke ich Dorothea Samtleben, Birgit Lewendel, Gregor Wagner, Stefan Steinbeck und Ivar Siccama.

Besonders möchte ich mich bei meiner Freundin Uta bedanken, die mit Engelsgeduld diese Arbeit gelesen hat und mir bei etlichen Rechtschreib- und Zeichensetzungsproblemen geholfen hat. Außerdem hätte ich das alles ohne sie nicht gut überstanden. Schließlich möchte ich mich bei meinen Eltern für die moralische und praktische Hilfe bedanken.